



**Universidade de Aveiro** Departamento de Física  
Ano 2015

**Hugo Filipe Meles  
Freitas**

**Caracterização in Vitro de um Dosímetro de Fibra  
Ótica para Braquiterapia de HDR**



**Hugo Filipe Meles  
Freitas**

**Caracterização in Vitro de um Dosímetro de Fibra  
Ótica para Braquiterapia de HDR**

Dissertação apresentada à Universidade de Aveiro para cumprimento dos requisitos necessários à obtenção do grau de Mestre em Engenharia Física, realizada sob a orientação científica do Professor Doutor João Filipe Calapez de Albuquerque Veloso, Professor Auxiliar do Departamento de Física da Universidade de Aveiro

A todas as pessoas que acreditaram em mim. Muito obrigado!

## **O júri**

**Presidente**

**Prof. Fernão Rodrigues Vístulo de Abreu**  
Professor Auxiliar do Departamento de Física da Universidade de Aveiro

**Arguente**

**Doutor Luís Manuel Panchorrinha Fernandes**  
Investigador na Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra

**Orientador**

**Prof. Doutor João Filipe Calapez de Albuquerque Veloso**  
Professor Auxiliar do Departamento de Física da Universidade de Aveiro

## **Agradecimentos**

Desde o início do mestrado, contei com o apoio e confiança de incontáveis pessoas e instituições, que permitiram chegar a este momento e a quem tenho muito que agradecer.

Ao Professor Doutor João Veloso, orientador da dissertação, agradeço pelo acompanhamento, apoio e partilha de valiosos conhecimentos para este trabalho.

Ao Mestre Luís Moutinho, co-orientador da dissertação, agradeço todo o acompanhamento e demais ajudas para esta dissertação.

Ao DRIM-LAB pelo suporte e amizade, nomeadamente ao Carlos Azevedo, à Ana Luísa, ao Filipe Castro, à Lara Filipa, ao Pedro Correia e ao Fábio Pereira.

Aos responsáveis da oficina do Departamento de Física, Senhores Ivo, Miguel e Júlio.

À instituição Centros Hospitalares da Universidade de Coimbra. Especialmente ao serviço de radioterapia, aos Engenheiros Paulo César, Paulo Rachinhas, Filipa Vinagre e à Doutora Margarida, diretora dos serviços de radioterapia.

Obrigado a todos os meus colegas de curso, nomeadamente ao António Rodrigues, António Correia, Nuno Oliveira, Bruno Teixeira, Ana Pinho e Gonçalo Laranjeira.

Obrigado aos meus amigos, João, Nuno, Isabelle, Roberto, Zé e todos outros que nutrem de uma amizade mútua. Um especial agradecimento aos grandes amigos, Rui Sampaio e Tiago Silva, assim como um grande abraço por todos os momentos de convívio e amizade.

O maior agradecimento vai para aqueles que nunca deixaram de acreditar em mim e me apoiaram em todos os momentos, aos meus pais, ao meu irmão, aos meus avós e avó, e a toda a família. Um especial agradecimento à pessoa que nunca perdeu a esperança em mim e que me fez crescer, Juliana Gomes. Foi com o teu amor, entrega, dedicação, carinho, que este caminho tornou-se passível de ser concretizado. Do fundo do meu coração o meu muito obrigado pelo lugar que ocupas na minha vida e por tudo aquilo que acrescentas a ela.

## Palavras-chaves

Dosímetro, dosimetria, in vivo, in vitro, cintiladores, fibra ótica cintilante, stem effect, MPPC, braquiterapia, HDR.

## Resumo

Recentemente foi desenvolvido um dosímetro baseado em fibras cintilantes (*BCF-12* da companhia *Saint Gobain Crystals* com 1 e 0,5 mm de diâmetro e 5 mm de comprimento) para braquiterapia de baixa taxa de dose, em particular a braquiterapia direcionada para o tratamento do cancro da próstata. Este utiliza um novo fotomultiplicador de estado sólido dado pelo nome de *MPPC - Multi-Pixel Photon Counter* da companhia *Hamamatsu Photonics* (Japão). Nesta dissertação é estudado o mesmo dosímetro para a modalidade de braquiterapia de elevada taxa de dose (*HDR*).

A informação sobre a dose neste tipo de dosímetros é obtida a partir de sinais óticos (em vez de sinais elétricos), que são imunes a interferências elétricas e eletromagnéticas. Adicionalmente as pequenas dimensões das fibras oferecem uma excelente resolução espacial e uma invasão mínima para uso em dosimetria *in vivo*, permitindo medir a dose diretamente ou próximo ao tumor e em tempo real. A sua utilização em braquiterapia para o cancro da próstata constitui-se assim como uma vantagem, uma vez que as fibras podem ser inseridas diretamente nos aplicadores utilizados neste tipo de tratamentos.

Apesar de tudo, este tipo de dosímetros possui algumas desvantagens, como por exemplo a luz de *Cherenkov* e a fluorescência (forma de ruído dada pelo nome de *stem effect*) que, e a contrário da luz produzida pela fibra cintilante, não são diretamente proporcionais à energia depositada. Contudo, e para energias praticadas em braquiterapia de *HDR*, nesta dissertação, mostrou-se que este problema é pouco significativo dado que a percentagem de contribuição destes efeitos para o sinal medido é menor que 1% (ou 5% para distâncias menores que 25 mm).

Ao longo desta dissertação é feita a caracterização do dosímetro (em modo corrente e impulso) e das suas várias partes em ambiente de laboratório e clínico. Nestes estudos o dosímetro, além de exibir uma boa reprodutibilidade (variação máxima de 3% entre medidas), mostrou uma alta linearidade para uma ampla gama de doses, assim como uma sensibilidade ( $\mu\text{Gy}$ ) semelhante à de uma câmara de ionização, tornando-o adequado para braquiterapia de *HDR* (tratamento que envolve altos gradientes de dose). Complementarmente, a sua grande versatilidade e simples utilização possibilita a sua aplicação prática em outras modalidades radioterapêuticas.

## Keywords

Dosimeter, dosimetry, in vivo, in vitro, scintillators, scintillating fiber, Stem Effect, MPPC, Brachytherapy, HDR.

## Abstract

Recently a dosimeter based on scintillating fiber (*BCF-12* from *Saint Gobain Crystals* of 1 and 0.5 mm in diameter and 5 mm in length) for low dose rate (*LDR*) brachytherapy has been developed. This device uses a novel solid state photomultiplier called *MPPC* – Multi-Pixel Photon Counter (*Hamamatsu Photonics*, Japan). In this thesis the same dosimeter is studied for application in high dose rate (*HDR*) brachytherapy.

The dose information in this type of dosimeters is obtained from optical signals instead of electric pulses, which they are immune to electrical and electromagnetic interferences. Furthermore, the small size of optical fiber probes provides an excellent spatial resolution and a minimal invasion for *in vivo* real-time dosimetry, allowing the measurement of dose directly or near the tumor. The use of such fibers in prostate brachytherapy it is, therefore, an advantage since they can be inserted directly into applicators used in this type of treatment.

Nevertheless dosimeters based on scintillating fiber also have some disadvantages, such as the production of *Cherenkov* and fluorescence light (form of noise know as stem effect) which unlike the light produced by the scintillating fibers, are not directly proportional to the energy deposited in the fiber. However, for the energies used in *HDR* brachytherapy this problem is not a major one since the percentage contribution of this effects on the measured signal is lower than 1% (or 5% for distances smaller than 25 mm).

Throughout this thesis the characterization of the dosimeter (in current and pulse mode) and its various parts in laboratory and clinical environment will be presented.

The dosimeter study has shown is high linearity for a wide range of doses and good reproducibility (maximum variation of 3% between measurement). Furthermore the sensitivity ( $\mu\text{Gy}$ ) was similar to that of an ionization chamber, making it suitable for *HDR* brachytherapy (treatment involving high dose gradients). In addition, its versatility and simple use enables its practical application in other radiotherapeutics modalities.

# Conteúdo

Lista de Figuras .....	III
Lista de Tabelas.....	VI
Lista de Símbolos .....	VII
Lista de Acrónimos .....	IX
Capítulo 1 Introdução .....	1
1.1 Contexto.....	1
1.2 Motivação e Objetivos .....	3
Capítulo 2 Radiação e sua Interação com a Matéria .....	4
2.1 Radiação .....	4
2.1.1 Radioatividade.....	4
2.1.2 Ionização e Excitação .....	5
2.1.3 Tipos de Decaimento.....	6
2.1.4 Tubos de Raios $X$ .....	7
2.2 Interação da Radiação com a Matéria .....	8
2.2.1 Atenuação de um Feixe de Fótons .....	9
2.2.2 Dispersão de Rayleigh-Thomson.....	10
2.2.3 Efeito de Compton.....	10
2.2.4 Efeito Fotoelétrico .....	11
2.2.5 Produção de Pares.....	12
2.2.6 Radiação de Cherenkov .....	13
2.2.7 Coeficientes de Atenuação .....	13
2.2.8 Interação de Partículas Carregadas.....	14
Capítulo 3 Dosimetria .....	15
3.1 Quantificação e Medidas de Dose.....	15
3.1.1 Fluência .....	15
3.1.2 $KERMA$ .....	16
3.1.3 Dose Absorvida .....	16
3.1.4 Exposição .....	17
3.1.5 Eficiência Biológica Relativa ( $RBE$ ) .....	17
3.1.6 Dose Equivalente.....	18
3.1.7 Dose Efetiva .....	18
3.2 Dosímetros .....	18



3.2.1 Características e Propriedades Importantes .....	18
3.2.2 Tipos de Dosímetros .....	19
3.2.3 Dosímetros de Fibras Óticas – Estado da Arte .....	20
3.2.4 Detetores de Fotões - <i>MPPC</i> .....	23
Capítulo 4 Desenvolvimento e Caracterização do Dosímetro Protótipo .....	26
4.1 Conceito .....	26
4.2 Microcontrolador .....	28
4.3 Bloco de Tensão.....	29
4.4 Bloco de Leitura.....	30
4.5 Bloco Amplificador .....	32
4.6 Bloco Lógico .....	32
Capítulo 5 Testes Experimentais do Dosímetro Protótipo .....	34
5.1 Testes de Laboratório.....	34
5.1.1 Corrente no Escuro .....	35
5.1.2 Acoplamento da Fibra .....	35
5.1.3 Reprodutibilidade dos Valores .....	36
5.1.4 Caraterização do <i>Stem Effect</i> .....	37
5.1.5 Variação da Tensão de Rutura do <i>MPPC</i> com a Temperatura .....	37
5.1.5 Resposta do Dosímetro em Modo Corrente.....	38
5.1.6 Resposta do Dosímetro em Modo Impulso .....	39
5.2 Testes em Ambiente Clínico.....	40
5.2.1 Teste inicial ao comportamento do Dosímetro .....	41
5.2.2 Caraterização do <i>Stem Effect</i> .....	43
Capítulo 6 Conclusão e Trabalho Futuro.....	44
6.1 Conclusão .....	44
6.2 Trabalho Futuro .....	45
Referências .....	46

# Lista de Figuras

**Figura 1.1** – Esquerda: ilustração da técnica de braquiterapia intersticial ao cancro da próstata [4]. Centro: ilustração da técnica braquiterapia intracavitária ao cancro do colo do útero [5]. Direita: Sistema de afterloading microSelectron® [6]. ..... 2

**Figura 2.1** – Esquema simplificado de um tubo de raios X [27]. ..... 8

**Figura 2.2** – Esquerda: mecanismos de interações devido a um fóton primário e suas emissões resultantes (secundárias). Direita: importância relativa dos vários processos de interação com a matéria (para a radiação  $\gamma$ ) [30]. ..... 8

**Figura 2.3** – Um feixe de fótons com intensidade  $I_0$  ao incidir num material com coeficiente de atenuação  $\mu$  e espessura  $x$  irá ser atenuado. Deste modo, medindo a intensidade do feixe que atravessou o material,  $I_x$ , é possível medir as características do feixe no que diz respeito à sua atenuação. .... 9

**Figura 2.4** – Dispersão de Compton [25]. ..... 10

**Figura 2.5** – Efeito fotoelétrico [25]. ..... 12

**Figura 2.6** – Esquerda: variação do coeficiente de atenuação do chumbo em função da energia do fóton incidente. Direita: variação do coeficiente de atenuação da água (tecido) em função da energia do fóton incidente. A atenuação total resulta do efeito somado dos quatro mecanismos existentes [32]. ..... 13

**Figura 2.7** – Dose relativa (perda da energia) em função da profundidade para diferentes partículas (prótons, fótons, partículas  $\alpha$ , eletrões, iões de carbono e píões [33]. ..... 15

**Figura 3.1** – Níveis energéticos de uma molécula orgânica com estrutura molecular- $\pi$ . Nesta pode-se observar os vários processos que dão lugar a cintilação [43]. ..... 21

**Figura 3.2** – Arquitetura de um detetor MPPC (vista de lado). A estrutura descrita de um único pixel é conhecida como uma estrutura “reach-through” [81]. ..... 24

**Figura 3.3** – Esquerda: circuito equivalente à matriz do MPPC. Cada pixel contém um APD (em modo Geiger) ligado a uma série de resistências. Centro: o processo básico aquando da combinação de um MPPC e uma resistência (de quenching). Direita: sinal de um MPPC [81, 82]. ..... 24

**Figura 4.1** – Ilustração artística da ponta de prova do dosímetro protótipo. Esta consiste numa fibra cintilante BCF-12 (o alumínio serve para aumentar a eficiência) acoplada a uma fibra de PMMA que por sua vez transporta o sinal de cintilação para o MPPC [23]. ..... 26

**Figura 4.2** – Fotografias do dosímetro protótipo desenvolvido. A – Entrada (alternativa) de polarização; B – Saída do sinal (corrente); C – Saída em tensão; D – Entrada da fibra ótica; E – Microcontrolador; F – Bloco de tensão; G – Bloco de leitura (os blocos amplificador e lógico podem ser sobrepostos a este através de espaçadores); H – Espaço para mais blocos; I – Entrada de tensão (microcontrolador); J – Entrada USB; K – Guia de luz; L – Posição do cintilador. .... 27

**Figura 4.3** – Esquema dos vários blocos do dosímetro protótipo. .... 28

**Figura 4.4** – Cima: Interface visual do programa “Controlo da Tensão” destinado ao controlo da tensão de polarização de dois MPPCs/canais distintos. Baixo Esquerda: Interface visual do programa “Controlo Keithley 6487” que permite o controlo do picoamperímetro Keithley® 6487 à distância (leitura de corrente e fonte de tensão). Baixo Direita: Interface visual do programa “Controlo Lógico” que permite medir o número de impulsos por segundo e controlar o threshold e stretch destes. .... 28

**Figura 4.5** – Esquerda: imagem ilustrativa do encapsulamento do chip, onde são identificados os vários pinos e circuito típico do DAC utilizado para o desenvolvimento do bloco de tensão (foram utilizados dois canais). Direita: fotografia do bloco de tensão (circuito impresso com uma área de  $5,00 \pm 0,05 \text{ cm}^2$ ) [100]. ..... 29

<b>Figura 4.6</b> – Variação da saída de tensão com o número de byte enviado pelo DAC. Fazendo um ajuste linear aos pontos do gráfico chega-se à seguinte função $V_s = 0,0165 * Byte + 72,18 V$ ( $Adj. r^2 = 0,9997$ ). Através do declive chega-se a conclusão que a resolução é de 16,5 mV. ....	30
<b>Figura 4.7</b> – Esquerda: circuito típico dos espelhos de corrente utilizados para o desenvolvimento do bloco de leitura. Direita: fotografia do bloco de leitura (circuito impresso com uma área de $5,00 \pm 0,05 \text{ cm}^2$ ) [98, 99]. ....	31
<b>Figura 4.8</b> – Esquerda: corrente (I) na resistência ( $98,5 \text{ M}\Omega$ ) em função da tensão de saída ( $V_s$ ) para o espelho de corrente DS3920. Direita: corrente na resistência ( $98,5 \text{ M}\Omega$ ) em função da tensão de saída para o espelho de corrente MAX4007. A diferença de potencial aplicada e a corrente foram lidas com o picoamperímetro Keithley 6485. A tensão foi medida com o multímetro Fluke 189. ....	31
<b>Figura 4.9</b> – Esquerda: corrente (I) na resistência ( $1 \text{ G}\Omega$ ) em função da tensão de saída ( $V_s$ ) para o current mirror DS3920. Direita: estudo do offset (entre a tensão de entrada e a tensão de polarização) criado pela atuação do espelho de corrente. ....	31
<b>Figura 4.10</b> – Esquerda: o esquema típico utilizado no bloco amplificador (o primeiro OpAmp é de transimpedância, enquanto o segundo é de ganho). Direita: uma fotografia do bloco amplificador com dois canais permitindo a leitura de dois MPPCs. ....	32
<b>Figura 4.11</b> – Sinal do MPPC após ser processado pelo bloco amplificador (tempo de subida de $\sim 10 \text{ ns}$ e descida de $\sim 40 \text{ ns}$ ). ....	32
<b>Figura 4.12</b> – Esquerda: esquema típico do circuito utilizado para o bloco lógico. Direita: fotografia do bloco lógico. Da esquerda para a direita e de baixo para cima, entrada do canal 1, entrada do canal 2, saída lógica do comparador do canal 2, saída lógica da porta AND, saída lógica do comparador do canal 1. ....	33
<b>Figure 4.13</b> – Tempo lógico ativo em função do byte aplicado. Do gráfico conclui-se que existe uma grande variedade de stretches que podem ser aplicados. O tempo ativo do canal 1 é fixo e é de aproximadamente 70 ns. ....	33
<b>Figura 4.14</b> – Sinal do MPPC após ser processado pelo bloco amplificador (tempo ativo $\sim 180 \text{ ns}$ ). O threshold é menor que a amplitude correspondente a um sinal provocado por um fóton. O sinal visível corresponde a uma contagem no escuro do MPPC. ....	33
 <b>Figura 5.1</b> – Aparato experimental para estudar o comportamento do dosímetro em modo corrente e impulso. A – Tubo de raios X; B – Fantoma de PMMA; C – Parte sensível do dosímetro protótipo; D – Câmara de ionização; E – Dosímetro protótipo; F – Picoamperímetro; G – Multímetro; I – Osciloscópio; J – Fonte de tensão (necessária para o bloco de amplificação e lógico). ....	34
<b>Figura 5.2</b> – Variação da corrente (tensão de saída) com a tensão de polarização no MPPC. É possível verificar que a corrente no escuro aumenta exponencialmente com a tensão de polarização. Medições realizadas com $T = 24,00 \pm 0,05 \text{ }^\circ\text{C}$ . ....	35
<b>Figura 5.3</b> – Teste ao acoplamento da fibra, onde se verifica que a corrente tem uma variação máxima de 38,55 % aquando da retirada e inserção da fibra. Medições realizadas com os seguintes parâmetros: $T = 24,00 \pm 0,05 \text{ }^\circ\text{C}$ ; $V_T = 30,0 \pm 0,1 \text{ kV}$ , e $I_T = 500 \pm 1 \text{ }\mu\text{A}$ ; $d = 35,00 \pm 0,05 \text{ cm}$ ; $V_{Op} = 73,95 \pm 0,01 \text{ V}$ . ....	36
<b>Figura 5.4</b> – Esquerda: corrente em função de várias medidas, normalizada para diferentes tempos de medição (integração). Direita: erro máximo percentual das medidas para diferentes tempos de medição. Nota-se uma diminuição da variação relativa com o aumento do tempo, no entanto a partir dos 100 pontos essa diminuição não é significativa. Medições realizadas com os seguintes parâmetros: $T = 23,80 \pm 0,05 \text{ }^\circ\text{C}$ ; $V_T = 30,0 \pm 0,1 \text{ kV}$ ; $I_T = 500 \pm 1 \text{ }\mu\text{A}$ ; $d = 35,00 \pm 0,05 \text{ cm}$ ; e $V_{Op} = 73,95 \pm 0,01 \text{ V}$ . ....	36
<b>Figura 5.5</b> – Caracterização do stem effect para baixas energias. Medições realizadas com os seguintes parâmetros: $T = 24,05 \pm 0,05 \text{ }^\circ\text{C}$ ; $V_T = 30,0 \pm 0,1 \text{ kV}$ ; $I_T = 500 \pm 1 \text{ }\mu\text{A}$ ; $d = 1,00 \pm 0,05 \text{ cm}$ ; e $V_{Op} = 73,29 \pm 0,01 \text{ V}$ . ....	37
<b>Figura 5.6</b> – GUI do controlador PID utilizado para estabilizar a temperatura do dosímetro protótipo. ....	38
<b>Figura 5.7</b> – Esquerda: curva I-V no escuro do MPPC dosímetro protótipo para várias temperaturas. Direita: tensão de rutura em função da temperatura. ....	38
<b>Figure 5.8</b> – Esquerda: dose em função da corrente no tubo de raios X para o dosímetro comercial (Xi Raysafe) e protótipo. Medições realizadas com os seguintes parâmetros: $T = 24,00 \pm 0,05 \text{ }^\circ\text{C}$ ; $V_T = 30,0 \pm 0,1 \text{ kV}$ ; $d = 35,00$	

$\pm 0,05$ cm; e $V_{Op} = 73,95 \pm 0,02$ V. Dados obtidos com o dosímetro comercial. Direita: corrente em função da taxa de dose para diferentes tensões de operação (74,45 V e 74,85 V) aplicadas ao MPPC.....	39
<b>Figura 5.9</b> – Corrente em função da taxa de dose (corrente no tubo de raios X). Medições realizadas com os seguintes parâmetros: $T = 24,00 \pm 0,05$ °C; $V_T = 50,0 \pm 0,1$ kV; $d = 1,00 \pm 0,05$ cm; e $V_{Op} = 73,95 \pm 0,02$ V.....	39
<b>Figura 5.9</b> – Esquerda: contagens, tensão de saída e amplitude máxima em função da corrente no tubo de raios X. Os dados foram obtidos através da análise do sinal analógico do MPPC (no osciloscópio) e utilizando bloco lógico. Direita: contagens (no escuro e com radiação) em função da corrente no tubo de raios X para um varrimento completo do nível de trigger (staircase). É possível discriminar no máximo 5/6 células ativas em simultâneo. Medições realizadas com os seguintes parâmetros: $T = 24,90 \pm 0,05$ °C; $d = 10,00 \pm 0,05$ cm; $V_{Op} = 73,50 \pm 0,02$ V.....	40
<b>Figura 5.11</b> – Aparato experimental utilizado para realização de medidas com o dosímetro protótipo e com a câmara de ionização fornecida pelo serviço de radioterapia do CHUC. A – Bunker; B – Acelerador linear; C – Computador; D – Afterloading; E – Tubo de transferência; F – Régua de calibração; G – Fantoma de PMMA; H – Ponta de prova do dosímetro protótipo; I – Câmara de Ionização.....	41
<b>Figura 5.12</b> – Esquerda: comparação da resposta do dosímetro protótipo com a câmara de ionização. Foi medida a corrente em função da distância para ambos os casos. Fonte $^{192}\text{Ir}$ (atividade da fonte, $A_F = 5.04$ Ci). Direita: medida de corrente em função da distância à fonte (dose) para uma fibra ótica sem cintilador e alinhada com a régua de calibração. Medições realizadas com os seguintes parâmetros: $T = 24,05 \pm 0,05$ °C; $A_F = 10,07$ Ci; e $V_{Op} = 74,45 \pm 0,02$ V.....	41
<b>Figura 5.12</b> – Verificação da lei do inverso do quadrado da distância. As distâncias foram escolhidas para um intervalo de interesse, uma vez que a fonte deveria ser o mais pontual possível para a realização desta experiência. ....	42
<b>Figura 5.14</b> – Esquerda: comparação da resposta do dosímetro protótipo com a câmara de ionização (teste fino). Direita: corrente no dosímetro protótipo em função da distância à fonte. Medições realizadas com os seguintes parâmetros: $T = 24,20 \pm 0,05$ °C; $A_F = 5,04$ Ci; e $V_{Op} = 73,95 \pm 0,02$ V.....	42
<b>Figura 5.15</b> – Esquerda: comparação da resposta do dosímetro protótipo com a câmara de ionização (corrente em função da distância para ambos os casos). Direita: gráfico normalizado do sinal de duas fibras óticas (uma com 0,5 mm e outra com 1 mm) em função da distância. Medições realizadas com os seguintes parâmetros: $T = 24,20 \pm 0,05$ °C; $A_F = 10,07$ Ci; e $V_{Op} = 74,00 \pm 0,02$ V.....	43
<b>Figure 5.15</b> – Gráfico normalizado do sinal de duas fibras óticas (com e sem cintilador) em função da distância. Verifica-se que o stem effect só é significativo quando a fonte de radiação encontra-se a uma distância superior a 5 cm. Medições realizadas com os seguintes parâmetros: $T = 24,20 \pm 0,05$ °C; $A_F = 10,07$ Ci; e $V_{Op} = 74,00 \pm 0,02$ V.....	44

# Lista de Tabelas

<b>Tabela 1.1</b> – Propriedades mais relevantes do $^{192}\text{Ir}$ (fonte padrão na braquiterapia de HDR) [11]. .....	3
<b>Tabela 2.1</b> – Decaimentos radioativos ( $A$ – N° de massa, $Z$ – N° atômico, $N$ – N° de neutrões): $AZX \rightarrow A'Z'Y$ [27]. .....	6
<b>Tabela 3.1</b> – Correspondência entre os vários fatores de peso com um determinado tipo de radiação [37]. .....	18
<b>Tabela 3.2</b> – Fatores de ponderação recomendados pela ICRP (1990) [37]. .....	18
<b>Tabela 3.3</b> – Vantagens e desvantagens de alguns detetores candidatos à prática de dosimetria in vivo [21]. .....	19

# Lista de Símbolos

$A$  – Atividade ou número de massa;

$A_0$  – Atividade inicial;

$A_{Específica}$  – Atividade específica;

$A_F$  – Atividade da fonte;

$A_t$  – Secção transversal de uma esfera (área);

$A_v$  – Número de *Avogadro*;

$C$  – Capacidade;

$D$  – Dose absorvida;

$E$  – Energia de um fóton;

$E_c$  – Energia cinética de um fotoeletrão;

$E_{cp}$  – Energia cinética dos elétrons de *Aüger*;

$E_D$  – Dose efetiva;

$E_d$  – Diferença energética entre um nível não saturado e um elétron que se encontra num nível superior;

$E_e$  – Energia de um elétron;

$E_l$  – Energia de ligação de um elétron;

$E_t$  – Energia total;

$E_{tr}$  – Energia cinética inicial de todas as partículas ionizantes;

$\bar{E}$  – Energia média cedida pelas radiações ionizantes;

$F_g$  – Fator de preenchimento;

$H$  – Dose equivalente;

$HVL$  – *Half-Value Layer*;

$I$  – Corrente;

$I_0$  – Intensidade inicial;

$I_{Específica}$  – Ionização específica;

$I_T$  – Corrente no tubo de raios X;

$I_\lambda$  – Intensidade de um feixe;

$K$  – *KERMA* (*Kinetic Energy Released in Media*);

$K_{ar}$  – *KERMA* no ar;

$M$  – Massa atômica;

$N$  – Número de neutrões;

$N_f$  – Fator modificado ou número de fótons que podem ser detetados;

$N_p$  – Número de partículas;

$N_{pixéis}$  – Número de *pixéis*;

$N_\lambda$  – Número de fótons;

$P$  – Probabilidade de um núcleo sofrer uma transformação nuclear espontânea;

$P_a$  – Probabilidade combinada de elétrons e buracos provocarem uma avalanche;

$PDE$  – Eficiência de detecção de fótons;

$Q$  – Energia total libertada numa transformação nuclear ou carga;

$Q_f$  – Fator de qualidade;

$RBE$  – Eficiência biológica relativa;

$S$  – Poder de paragem;

$T$  – Temperatura;

$T_{1/2}$  – Tempo de meia vida;

$V$  – Volume ou tensão;

$V_{Br}$  – Tensão de Rutura;

$V_{Op}$  – Tensão de Operação;

$V_T$  – Tensão no tubo de raios X;

$W_r$  – Fator de ponderação relativo a diferentes tipos de radiação;

$W_T$  – Fatores de peso relativos aos efeitos estocásticos referentes a vários órgãos;

$X$  – Radionuclídeo pai ou exposição;  
 $Y$  – Radionuclídeo filho;  
 $Z$  – Número de prótons (atômico);  
 $c$  – Velocidade da luz;  
 $d$  – Distância;  
 $h$  – Constante de *Planck*;  
 $m$  – Massa;  
 $m_0$  – Massa do elétron em repouso;  
 $n$  – Nível energético de um elétron;  
 $n_r$  – Índice de refração;  
 $p$  – Momento linear de um fóton;  
 $r_0$  – Raio clássico do elétron;  
 $t$  – Tempo;  
 $v$  – Velocidade de uma partícula;  
 $x$  – Espessura;  
 $\Delta s$  – Soma do comprimento percorrido pelas partículas;  
 $\phi$  – Fluência;  
 $\Psi$  – Fluência Energética;  
 $\Omega_\phi$  – O ângulo sólido específico;  
 $\eta$  – Eficiência quântica;

$\theta$  – O ângulo entre o fóton incidente e o elétron de recuo (na dispersão de Compton);  
 $\theta_c$  – O ângulo do cone de emissão da luz de *Cherenkov*.  
 $\lambda$  – Comprimento de onda;  
 $\lambda_{dec}$  – Constante de decaimento  
 $\mu$  – Coeficiente de atenuação total;  
 $\mu_m$  – Coeficiente de atenuação mássico;  
 $\mu_{tr}$  – Coeficiente de transferência mássico;  
 $\nu$  – *Frequência*;  
 $\pi$  – Coeficiente de atenuação da produção de pares;  
 $\rho$  – Densidade;  
 $\sigma_{Coerente}$  – Coeficiente de atenuação da dispersão coerente;  
 $\sigma_{Compton}$  – Coeficiente de atenuação da dispersão de *Compton*;  
 $\sigma_e$  – Secção eficaz por elétron;  
 $\tau$  – Coeficiente de atenuação do efeito fotoelétrico;  
 $\phi$  – O ângulo entre o fóton incidente e o fóton disperso (na dispersão de Compton);  
 $\omega$  – Tipo de radiação;

# Lista de Acrónimos

*ADC* – Conversor analógico-digital;

*APD* – Fotodíodo de avalanche;

*CRT* – Radioterapia conformal;

*CT* – Tomografia Computorizada;

*DAC* – Conversor digital-analógico;

*GM-APD* – Fotodíodo de avalanche de modo Geiger;

*HDR* – Elevada taxa de dose;

*ICRP* – Comissão Internacional de Proteção Radiológica;

*ICRU* – Comissão Internacional de Unidades Radiológicas;

*IMRT* – Radioterapia de intensidade modulada;

*KERMA* – Energia cinética libertada no meio;

*LDR* – Baixa taxa de dose;

*MDR* – Média taxa de dose;

*MPPC* – *Multi-Pixel Photon Counter*;

*OSLD* – Dosímetros luminescentes opticamente estimulados;

*PDE* – Eficiência de Detecção de Fótons;

*PDR* – Taxa de dose pulsada;

*PID* – Proporciona-Integral-Derivativo;

*PMMA* – Polimetil-metacrilato;

*PMT* – Tubo fotomultiplicador;

*PS* – Poliestireno;

*PSD* – Dosímetros baseados em cintiladores de plástico;

*PVT* – Polivinil de tolueno;

*SGC* – *Saint-Gobain Crystals*;

*SPTR* – Resolução temporal de um único fóton;

*SRT* – Tempo de resposta única;

*TLD* – Dosímetros termoluminescentes;



### 1.1 Contexto

A física aplicada à radiologia começa com o descobrimento dos raios  $X$  por *Wilhelm Röntgen* (1885), da radioatividade por *Henri Becquerel* (1886), e do isótopo rádio-226 ( $^{226}\text{Ra}$ ) por *Marie e Pierre Curie* (1898). Rapidamente estas descobertas foram desenvolvidas e implementadas na prática da medicina [1, 2]. Anos mais tarde (finais dos anos 50), com o descobrimento dos isótopos radioativos cobalto-60 ( $^{60}\text{Co}$ ) e cério-137 ( $^{137}\text{Cs}$ ) um novo avanço foi dado, uma vez que este tipo de fontes permitia utilizações mais pacíficas da radiação ionizante. Deste modo, foram introduzidas estas novas fontes radioativas em tubos e agulhas (em substituição do  $^{226}\text{Ra}$ ). No entanto, as atividades específicas provenientes destes elementos não eram satisfatórias para construir fontes suficientemente finas [1, 2].

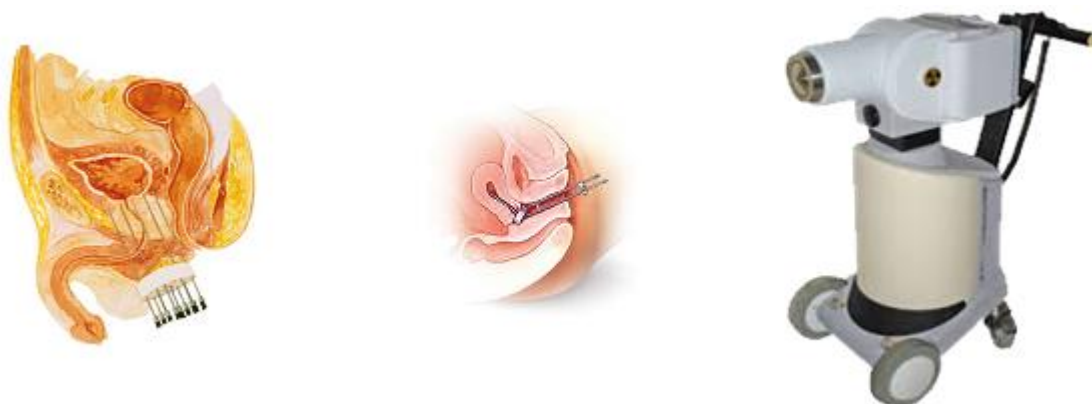
Em 1896, sucedeu-se a primeira radioterapia externa (modalidade amplamente utilizada atualmente), onde os raios  $X$  foram utilizados para o tratamento do cancro da mama. Os primeiros tratamentos eram realizados com fontes de baixo poder de penetração. Com o desenvolvimento dos tubos de raios  $X$  (com tensões entre 180 e 200 kV), onde *Coolidge* foi pioneiro, o poder de penetração aumentou e era possível ceder mais energia a tumores mais profundos. Posteriormente, e após uma transição pelos aparelhos de cobalto (1,3 MV), foram introduzidos os aceleradores lineares (com tensões entre 4 e 20 MV). Recentemente a radioterapia com feixe de iões, como a radioterapia de prótons e carbono-12, tem revelado características bastante interessantes e começa a ser implementada em espaços clínicos. Além destes avanços importantes, técnicas de radioterapia externa inovadoras (*Conformal Radiation Therapy – CRT*, *Intensity Modulated Radiation Therapy – IMRT*; *4D Radiation Therapy*) têm sido desenvolvidas, contribuindo para uma maior utilização desta modalidade [1, 2].

Alternativamente à radioterapia de feixe externo, onde a dose é dada a partir do exterior do corpo, a braquiterapia é uma modalidade radioterapêutica que implica a colocação de fontes radioativas dentro ou à superfície do corpo. Este procedimento foi primeiro sugerido por *Pierre Curie e Alexander Graham Bell* [3]. Após aplicação desta modalidade tornou-se óbvio que a operação deste tipo fontes não tinha a segurança devida, uma vez que o corpo clínico era exposto à sua radiação. A braquiterapia por conseguinte perdeu alguma expressão, contudo, nos anos 60, estes problemas começaram a ser resolvidos com a introdução de novas fontes seladas, tais como o tântalo-182 ( $^{182}\text{Ta}$ ) e o irídio-192 ( $^{192}\text{Ir}$ ), fonte padrão utilizada atualmente na braquiterapia. Hoje em dia, a utilização de fontes artificiais é um campo de investigação que tem alcançado algum progresso e novas fontes como amerício-241 ( $^{241}\text{Am}$ ), o itérbio-169 ( $^{169}\text{Yb}$ ) e o samário-145 ( $^{145}\text{Sm}$ ) têm surgido. Contudo atualmente os radionuclídeos mais comuns são o  $^{192}\text{Ir}$ , o iodo-125 ( $^{125}\text{I}$ ), ouro-197 ( $^{197}\text{Au}$ ) e o paládio-103 ( $^{103}\text{Pd}$ ) [1,2].

A braquiterapia é assim uma técnica de tratamento que utiliza fontes radioativas seladas com o objetivo de irradiar um volume alvo (*e.g.*, tumor) a fim de o tratar. Esta irradiação é realizada a distâncias reduzidas e através de aplicação intersticial, intracavitária, superficial ou intravascular (ver *Figura 1.1*). A escolha de uma técnica ou outra é ditada primariamente pelo tamanho e localização do tumor.

Na braquiterapia intersticial, as fontes (fabricadas em forma de agulhas, fios, ou sementes) são colocadas, através de implantes de agulhas ou cateteres flexíveis, diretamente na área tumoral (utilizada no tratamento da mama, cabeça, sarcomas, próstata, entre outros). Existem dois tipos básicos de implantes intersticiais, temporário ou permanente [1, 2]. Nos implantes temporários (são os que permitem um maior controlo), as fontes são removidas

depois da dose desejada ter sido entregue (*e.g.*, agulhas de rádio, fios ou sementes de irídio). Nos implantes permanentes, as fontes/sementes (*e.g.*,  $^{197}\text{Au}$  ou  $^{125}\text{I}$ ), como o próprio nome indica, ficam permanentemente no tecido. Geralmente, e relativamente aos implantes permanentes, os implantes temporários permitem um melhor controlo da distribuição das fontes e dosimetria associada. No entanto, os implantes permanentes são um procedimento único e é um método preferido para alguns tumores [1]. Um grande avanço nas técnicas de implantes temporários ocorreu quando foi desenvolvido o dispositivo denominado *afterloading* (ver *Figura 1.1*), onde as fontes são colocadas em aplicadores previamente implantados nos tecidos.



**Figura 1.1** – Esquerda: ilustração da técnica de braquiterapia intersticial ao cancro da próstata [4]. Centro: ilustração da técnica braquiterapia intracavitária ao cancro do colo do útero [5]. Direita: Sistema de *afterloading* microSelectron® [6].

A braquiterapia intracavitária utiliza fontes radioativas colocadas através de um aplicador, são numa cavidade anatómica, sendo normalmente e na sua maioria utilizada para cancros do colo do útero, do corpo do útero, e da vagina. A braquiterapia superficial é realizada através da colocação de fontes na superfície da área tumoral (*e.g.*, no tratamento do cancro da pele). Para tal, moldes de plásticos são preparados para acomodar a superfície a ser tratada e as fontes são colocadas em segurança na parte exterior do molde. A distância entre o plano das fontes e a superfície é escolhida comumente entre 0,5 e 1 cm [1, 7]. A braquiterapia intravascular pauta-se pela colocação de fontes em vasos sanguíneos (*e.g.*, no tratamento de re-estenose do stent coronário) [2].

Com este modo de terapia, uma alta/baixa dose de radiação pode ser entregue localmente ao tumor com uma diminuição acentuada da dose nos tecidos circundantes saudáveis. Esta dose está classificada pela *International Commission on Radiation Units (ICRU)* e divide-se em baixa taxa de dose (*Low Dose Rate – LDR*, 0,4 – 2 Gy/h), média taxa de dose (*Medium Dose Rate – MDR*, 2 – 12 Gy/h) e elevada taxa de dose (*High Dose Rate – HDR*, maior que 0,2 Gy/min) [8]. Uma nova categoria denominada de taxa de dose pulsada (*Pulsed Dose Rate – PDR*) apareceu recentemente [9]. Nesta categoria, uma alta taxa de dose é cedida em pequenos intervalos de tempo com o objetivo de simular o tratamento de *LDR*.

Novas técnicas desenvolvidas têm estimulado um interesse gradual e crescente na braquiterapia. Entre elas encontra-se o desenvolvimento de dispositivos de *afterloading* controlados à distância (*Figura 1.1*). Estes dispositivos estão disponíveis para as categorias *LDR* ou *HDR* (ou *PDR* através de adaptação [10]) e para tratamentos intersticiais ou intracavitários. Os dispositivos de *afterloading* permitem controlar instantaneamente e à distância a colocação e remoção das fontes (de e para um local seguro), tornando possível prestar assistência aos pacientes de forma segura [1].

Os dispositivos de *afterloading* oferecem várias vantagens, tais como eliminação/redução da exposição do pessoal médico, otimização da distribuição de dose, técnicas de tratamento realizadas de forma mais consistente e reproduzível, armazenamento da fonte num cofre blindado permitindo uma melhor assistência ao paciente (situações normais ou de emergência) e tratamento a nível ambulatorio [1, 11]. Contudo, algumas desvantagens também são identificadas e passam pelo custo dos dispositivos, agendamento dos tratamentos (quando o *HDR* está

colocado num *bunker* partilhado), e sistemas de qualidade elevados (devido a grande complexidade do dispositivo e as mudanças frequentes de fontes) [1, 11].

De acordo com a modalidade de braquiterapia considerada, diferentes tipos de fontes radioativas são utilizadas. Estas podem ser divididas em fontes para *HDR* ( $^{198}\text{Au}$ ,  $^{192}\text{Ir}$ ,  $^{60}\text{Co}$ , e  $^{137}\text{Cs}$ ) ou fontes para *LDR* ( $^{132}\text{I}$ ,  $^{103}\text{Pd}$ , cério-131) [11]. A escolha de um radionuclídeo tem, de um modo geral, em consideração aspetos técnicos, económicos, clínicos e de saúde pública (relacionada com a proteção radiativa) [11]. No que diz respeito aos implantes permanentes têm-se radionuclídeos com um tempo de meia-vida curto e uma energia suficientemente baixa, o que permite ao paciente sair do hospital em segurança após o procedimento clínico. Para implantes temporários, são necessários radionuclídeos com um tempo de meia-vida suficientemente longo, de modo a que o custo de substituição da fonte não seja proibitivo. Adicionalmente, estes últimos também têm de ter uma energia suficientemente elevada, possibilitando uma cedência de dose a profundidades maiores. Em todos os casos, procura-se radionuclídeos com uma atividade específica alta permitindo a utilização e fabricação de fontes pequenas para aplicações mais recentes [11]. A procura de novos radionuclídeos para a braquiterapia continua a ser um campo de investigação bastante ativo (*e.g.*, descobertas de novos radionuclídeos como o itérbio-169 e o túlio-170) [11]. No âmbito desta dissertação é importante identificar as propriedades mais relevantes do  $^{192}\text{Ir}$  (ver *Tabela 1.1*).

**Tabela 1.1** – Propriedades mais relevantes do  $^{192}\text{Ir}$  (fonte padrão na braquiterapia de *HDR*) [11].

	$^{192}\text{Ir}$
<i>Tempo de Meia-Vida (dias)</i>	73,83
<i>Tipos de Decaimento</i>	$\beta^-$ (95,1%) e captura eletrónica (4,9%)
<i>Energia Média dos Fótons <math>\gamma</math> (keV)</i>	372,2
<i>Energia Média dos Raios X (keV)</i>	3,6
<i>Energia Média das Partículas <math>\beta^-</math> (keV)</i>	180,7
<i>Energia Média de Eletrões por Conversão Interna (keV)</i>	266,9
<i>Energia Média dos Eletrões de Auger (eV)</i>	844

A utilização da modalidade de braquiterapia no cancro da próstata tem vindo a aumentar desde os meados de 1980. Este ressurgimento deveu-se (principalmente) à disponibilidade rotineira da ecografia transretal e ao desenvolvimento de sistemas de *software* de planeamento de tratamentos mais avançados (entre outros). Adicionalmente, a tomografia computadorizada (*CT*) baseada em dosimetria pós-operatória oferece a possibilidade de avaliar a qualidade do implante e de forma proactiva influencia o resultado final [12]. Embora a maioria da literatura referente à braquiterapia demonstra resultados bioquímicos e perfis de morbilidade que se comparam de forma equitativa com a prostatectomia e ao feixe externo de radiação terapêutica, torna-se cada vez mais evidente que a eficácia e morbilidade são altamente dependentes da qualidade dos implantes. Análises complexas de dosimetria têm demonstrado que as taxas de cura urinária e complicações retais estão relacionadas com o modo como são realizadas as colocações das fontes e como o gradiente de dose subsequente é produzido. Os próximos desafios incluem, entre outros, uma melhoria na dosimetria para maximizar a distribuição de dose ideal [12]. Este último desafio é a grande motivação dos estudos apresentados nesta dissertação.

## 1.2 Motivação e Objetivos

Os tratamentos de braquiterapia são dados numa única sessão ou em várias sessões (normalmente três, mas podem ser mais). No entanto, entre frações, mudanças anatómicas podem ocorrer, a não ser que seja realizada uma tomografia computadorizada (*CT*) imediatamente antes de cada tratamento e a dose seja recalculada, existe uma certa incerteza na entrega de dose [13]. Neste sentido, um grande desafio da braquiterapia (e não só) é a entrega (precisa) da dose de radiação prescrita ao tumor, limitando-a aos tecidos saudáveis [14]. A dosimetria *in vivo* é uma alternativa que permite obter medidas mais precisas sobre a dose absorvida durante o tratamento, podendo, posteriormente, ser comparada com o plano de tratamento. O tratamento, pode ser assim alterado entre frações ou mesmo interrompido se necessário [14]. Recentemente, a dosimetria *in vivo* (na braquiterapia) é tida como um

campo de investigação bastante ativo e carece de vários desenvolvimentos que permita a sua utilização habitual nas práticas clínicas [13-20]. Uma das investigações realizadas neste campo culminou no desenvolvimento de um dosímetro protótipo baseado em fibras óticas cintilantes para braquiterapia de *LDR* [21-24]. Neste sentido, e de encontro ao trabalho já realizado, o trabalho aqui apresentado tem como objetivo principal o estudo deste mesmo dosímetro protótipo para braquiterapia de *HDR*.

No presente capítulo (“*Introdução*”), foi apresentado uma breve contextualização de cariz introdutório. No *Capítulo 2* (“*Radiação e sua Interação com a Matéria*”) serão abordados alguns dos princípios físicos que estão relacionados (de forma direta ou indireta) com a construção do dosímetro protótipo, começando pela origem da radiação até aos processos de interação da radiação com a matéria. Completando o capítulo anterior, o *Capítulo 3* (“*Dosimetria*”) apresenta alguns conceitos relativos a dosimetria. Adicionalmente, expõem-se as principais características dos dosímetros, assim como a descrição de vários sistemas dosimétricos. Este estudo irá culminar no estado da arte relativo à aplicação de dosímetros baseados em fibras óticas em dosimetria *in vivo*. O desenvolvimento do dosímetro protótipo baseado em fibras óticas cintilantes realizou-se considerando os vários elementos individualmente que posteriormente permitiu a sua agregação num único dispositivo. Deste modo, no *Capítulo 4* (“*Caracterização e Desenvolvimento do Dosímetro Protótipo*”) são analisados e apresentados todos estes elementos individualmente e como um todo. Apresentado o dosímetro como um todo, no *Capítulo 5* (“*Testes Experimentais do Dosímetro Protótipo*”) explora-se o seu comportamento em ambiente de laboratório e em ambiente clínico, no Centro Hospitalar e Universitário de Coimbra (*CHUC*). No *Capítulo 6* (“*Conclusão e Trabalho Futuro*”) é apresentado o trabalho futuro a desenvolver e as várias conclusões sobre todo o trabalho realizado para esta dissertação.

Os trabalhos realizados no âmbito desta dissertação contêm matéria publicável. Deste modo, foi submetido um artigo para a conferência *ESTRO35* com o título “*Real-Time Dosimetry in HDR Prostate Brachytherapy*”, o qual se encontra em processo de seleção.

## Capítulo 2

### Radiação e sua Interação com a Matéria

## 2.1 Radiação

### 2.1.1 Radioatividade

A radioatividade, conceito importante nas várias técnicas de radioterapia, é descrita pela propriedade de um nuclídeo (átomo que contém um dado número de prótons,  $Z$ , e um número específico de neutrões,  $N$ ) instável (radionuclídeo) sofrer espontaneamente uma transformação (desintegrar-se) para um nuclídeo estável através de um fenómeno de irradiação. Este tipo de transformação (caraterizada por um processo estocástico, ou seja, aleatório) que abrange todo o átomo ocorre sem que exista uma influência exterior (*e.g.*, temperatura) e segue uma certa distribuição probabilística (de probabilidade) [25].

A lei fundamental do decaimento radioativo formulada por *Rutherford* (Equação 2.1) descreve o comportamento probabilístico de um grande número de radionuclídeos ( $N$ ) e dá-nos a atividade (taxa de decaimento,  $A$ ) de um radioisótopo. Por sua vez, a constante de decaimento  $\lambda_{dec}$  é definida pela probabilidade ( $dP$ ) de um dado núcleo num determinado estado de energia sofrer uma transformação nuclear espontânea (com origem nesse estado) em um dado intervalo de tempo ( $dt$ ).

$$(2.1) \quad \left. \frac{dN}{dt} \right|_{\text{Decaimento}} = -\frac{dP}{dt} N = -\lambda_{dec} N = A \text{ [s}^{-1}\text{]}$$

Até recentemente, a unidade que descrevia a atividade de um radioisótopo (definida como sendo a melhor aproximação da atividade de um grama de  $^{226}\text{Ra}$ ) era o *curie* ( $C_i = 3,7 * 10^{10} \text{ desintegrações.segundo}^{-1}$ ). No entanto segundo o sistema internacional (SI) o *Becquerel* ( $Bq = \text{desintegrações.segundo}^{-1}$ ) é a unidade adotada atualmente [26]. É essencial ter presente que nem todos os decaimentos provocam uma emissão (só uma parte do decaimento provoca emissão), logo não se pode inferir que a atividade seja uma medida da taxa de emissão de um radionuclídeo, neste caso é necessário o conhecimento do esquema de decaimento do isótopo [27].

Um conceito semelhante é a atividade específica ( $A_{\text{Específica}}$ ). Esta é definida como a atividade por unidade de massa de um dado radioisótopo. Se uma dada fonte de massa  $m$  conter apenas um tipo de radionuclídeo de atividade  $A$ , a atividade específica pode ser apresentada pela *Equação 2.2*, onde  $M$  é a massa atômica da amostra e  $A_v$  o número de *Avogadro*. Ainda associado à atividade temos o tempo de meia-vida ( $T_{1/2}$ ) de uma substância radioativa. Este é definido como o tempo necessário para a atividade inicial ( $A_0$ ) ou o número de átomos radioativos decaírem para metade do valor inicial, e pode ser expressa pela *Equação 2.3*.

$$(2.2) \quad A_{\text{Específica}} = \frac{A}{m} = \frac{\lambda_{dec} N}{NM/A_v} = \frac{\lambda_{dec} A_v}{M}$$

$$(2.3) \quad \frac{A}{A_0} = \frac{1}{2} \Leftrightarrow T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda_{dec}}$$

### 2.1.2 Ionização e Excitação

Os fenómenos físicos, ionização e excitação, provocados pela radiação estão associados ao efeito que a radioterapia provoca sobre um paciente. A primeira, a ionização, é descrita pelo ganho de uma carga positiva (remoção de um eletrão, ou seja, criação de um par eletrão-ião) ou negativa (captura de um eletrão, resulta num único ião carregado negativamente) de um átomo que se encontra num estado neutro. A excitação pode ocorrer dentro de um átomo e é caracterizada pela transferência do eletrão que se encontra num determinado nível para outro nível mais energético. Os fenómenos descritos são propícios de acontecer quando ocorre colisões com átomos e/ou moléculas. Um vasto tipo de radiação pode provocar uma ionização (radiação ionizante). Destes, os mais importantes para a oncologia podem ser divididos em duas categorias: a radiação eletromagnética e a radiação corpuscular.

A radiação eletromagnética, mencionada pela primeira vez, por *James Maxwell*, é descrita pela oscilação de campos elétricos e magnéticos, sendo que, numa vasta gama (espectro) de comprimentos de onda, os dois casos de interesse da radiação eletromagnética na oncologia são a radiação X e a radiação gama ( $\gamma$ ) [2]. Estes tipos de radiação transportam energia suficiente para remover eletrões ligados das camadas atômicas. A radiação  $\gamma$  tem origem no núcleo de um átomo ou em processos de aniquilação entre a matéria e antimatéria. Por sua vez, a radiação X tem origem em partículas carregadas, usualmente eletrões. A radiação eletromagnética (X e  $\gamma$ ) tem um equivalente energético quântico ( $E$ ) que é dado pela *Equação 2.4*, onde  $h$  é a constante de *Planck*,  $\nu$  a frequência,  $\lambda$  o comprimento de onda, e  $c$  a velocidade da luz. É de notar que ambas as radiações podem ter a mesma energia diferenciando-se apenas na origem da radiação (nuclear ou eletrónica). Ao contrário da radiação  $\gamma$ , a radiação X pode ser produzida artificialmente através de tubos de raios X ou aceleradores lineares [28].

$$(2.4) \quad E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$$

As radiações corpusculares são um tipo de radiação ionizante distinto e as mais comuns são: os eletrões, os neutrões (sem interesse para esta dissertação), e as partículas pesadas. No primeiro caso, os eletrões, são emitidos pelos núcleos (resultado do processo de colisão com uma partícula carregada, denominadas de partículas  $\beta$ ,  $\beta^-$  se

forem elétrons e  $\beta^+$  se forem pósitrons), ou através de um acelerador de elétrons (produção artificial, denominadas de partículas  $\delta$ ). No último caso, estamos a falar de prótons, deutérios (o núcleo de um deutério apenas com um próton e um neutrão, sem nenhum elétron), trítios (núcleo que contém apenas um próton e dois neutrões, sem nenhum elétron), partículas  $\alpha$  (núcleo de hélio com dois neutrões e dois prótons), entre outras partículas pesadas. Apenas a emissão de partículas  $\alpha$  ocorre naturalmente (radioatividade nuclear), todos os outros tipos de partículas pesadas são geradas por um acelerador [28].

A radiação ionizante pode ser infligida através de partículas não carregadas (*e.g.*, raios X,  $\gamma$  e neutrões) e é denominada de indireta, porque deposita energia no meio através de dois processos: uma partícula carregada é libertada, onde seguidamente a mesma deposita energia através das interações de *Coulomb*. A radiação ionizante direta tem lugar devido às partículas carregadas (*e.g.*, prótons, elétrons e núcleos), uma vez que estas têm capacidade de ejetar elétrons dos átomos quando provocam uma colisão, ou seja, depositam energia no meio através de interações de *Coulomb* diretamente com os elétrons orbitais dos átomos do meio.

As ionizações que ocorrem na matéria podem ser quantificadas através do conceito de ionização específica ( $I_{\text{Específica}}$ ). Esta é definida pelo número de pares iões (primários e secundários) produzidos por unidade de comprimento da radiação incidente. A transferência linear de energia é a energia média perdida por unidade de comprimento da radiação incidente, consistindo no produto entre a ionização específica e a quantidade  $W$  (total energético referente à energia de ligação do elétron, à energia média cinética do elétron, e a energia média perdida aquando da incidência de partículas que excitam o átomo e interagem com o núcleo aumentando as taxas de vibração das moléculas mais próximas) [28].

### 2.1.3 Tipos de Decaimento

O decaimento radioativo, inicialmente referido no século XIX, pode ser descrito utilizando equações nucleares (*Equação 2.5*, onde  $X$  é o radionuclídeo pai,  $Y$  o radionuclídeo filho,  $A$  o número de massa,  $Z$  o número atómico,  $\omega$  o tipo de radiação emitida (pode ser mais que uma), e  $Q$  energia total libertada na transformação nuclear). Este tipo de esquemas permite saber o que acontece à massa, carga e energia (propriedades que obedecem à lei da conservação) de um radionuclídeo.

$$(2.5) \quad {}^A_ZX \rightarrow {}^{A'}_{Z'}Y + \omega + Q$$

Um núcleo de um átomo é constituído de neutrões e prótons (nucleões) que se encontram normalmente num estado estável. Num processo isométrico esta estabilidade é obtida através da transição de um nível mais alto de energia de um próton ou núcleo para um nível menor, e normalmente é acompanhado pela emissão de um fóton  $\gamma$  (decaimento  $\gamma$ ). Um outro processo que pode ter lugar é a transmutação (transformação de um elemento em outro, e denominado de decaimento  $\beta$ ), onde um neutrão pode decair para o nível energético mais baixo de um próton (neutrão é transformado em próton), ou de forma análoga a transformação de um próton em neutrão. Em todos os tipos de decaimento supracitados, o núcleo perde energia e ganha estabilidade. Na *Tabela 2.1* encontram-se sumarizados os vários tipos de decaimento radioativo.

**Tabela 2.1** – Decaimentos radioativos ( $A$  – N° de massa,  $Z$  – N° atómico,  $N$  – N° de neutrões):  $\frac{A}{Z}X \rightarrow \frac{A'}{Z'}Y$  [27].

<i>Tipos de Decaimento</i>	<i>A<sub>M</sub></i>	<i>Z</i>	<i>N</i>
<i>Decaimento <math>\beta^-</math></i>	<i>A</i>	<i>Z + 1</i>	<i>N – 1</i>
<i>Decaimento <math>\beta^+</math></i>	<i>A</i>	<i>Z – 1</i>	<i>N + 1</i>
<i>Decaimento <math>\alpha</math></i>	<i>A – 4</i>	<i>Z – 2</i>	<i>N – 2</i>
<i>Emissão <math>\gamma</math></i>	<i>A</i>	<i>Z</i>	<i>N</i>
<i>Conversão Interna</i>	<i>A</i>	<i>Z</i>	<i>N</i>
<i>Captura Eletrónica</i>	<i>A</i>	<i>Z – 1</i>	<i>N + 1</i>

As fontes que têm um decaimento  $\alpha$  são compostas de elementos pesados que podem libertar simultaneamente 2 prótons e 2 nêutrons (partícula  $\alpha$ ), ou seja, um núcleo de hélio ( ${}^4_2\text{He}$ ). É neste processo que o ganho em estabilidade é obtido. O decaimento  $\alpha$ , comumente monoenergético, dá origem a um núclídeo-filho que pode ser estável ou instável. As partículas  $\alpha$  de massa pesada e muito energéticas sofrem pouca deflexão aquando da presença de campos magnéticos e o seu poder de penetração é fraco. Quando o decaimento  $\alpha$  provoca a libertação da energia total de desintegração pela partícula  $\alpha$ , não existe emissão  $\gamma$ , no entanto, se apenas uma parte da energia tiver a forma de energia cinética, o núclídeo resultante fica num estado energético superior (ao estado fundamental) e o excesso de energia é libertado através de radiação  $\gamma$ .

Retornando aos decaimentos  $\beta$ , um núclídeo tende a ser mais estável se contém um número par de nêutrons e prótons [27]. O número de nêutrons e prótons é aproximadamente igual para nucleões estáveis de baixo  $Z$ , aumentando a discrepância para valores de  $Z$  maiores (neste caso o número de nêutrons aumenta mais rapidamente que o de prótons). Muitos núclídeos existentes têm nêutrons em excesso ou em falta e são instáveis sofrendo decaimento radioativo. Se a razão entre o número de nêutrons e prótons for muito alta em relação à razão de estabilidade, um nêutron pode ser transformado num próton e emitir uma partícula  $\beta^-$  e um antineutrino ( $\bar{\nu}$ ). Se a razão entre o número de nêutrons e prótons for menor, um próton pode ser transformado num nêutron emitindo uma partícula  $\beta^+$  (ou pósitron, antimatéria com massa) e um neutrino ( $\nu$ ). Além destas duas situações a própria razão do núclídeo pode sofrer uma alteração e aumentar através da captura de um eletrão (captura eletrónica).

A captura eletrónica (absorção de um eletrão pelo núcleo) é um processo de decaimento nuclear que ocorre quando um núcleo é rico em prótons e a sua energia menor que 1,02 MeV. A captura eletrónica é acompanhada pela emissão de um neutrino, no entanto, a maior parte da energia é mantida no núcleo filho. Seguidamente, a energia que fica no núcleo é libertada por um raio  $\gamma$  ou como conversão interna de eletrões. Os núcleos ricos em prótons com energia insuficiente para produzir um pósitron só podem decair por captura eletrónica. Se, no entanto, o núcleo for mais energético pode decair ou por este processo, ou pela emissão de um pósitron, existindo uma competitividade entre os dois processos. Uma vez que é criada uma lacuna numa das camadas eletrónicas internas (o eletrão pertence na maioria das vezes à camada  $K$ ), um dos eletrões de camadas mais externas irá cair nesta lacuna e produzir raios  $X$  caraterísticos ou eletrões de *Auger* [25]. A captura eletrónica através de conversão interna resulta em dois buracos. Um exemplo da sua utilidade é a utilização da fonte de  ${}^{125}\text{I}$ , onde os raios  $X$  caraterísticos originados pela captura eletrónica são a radiação útil no processo de tratamento [25].

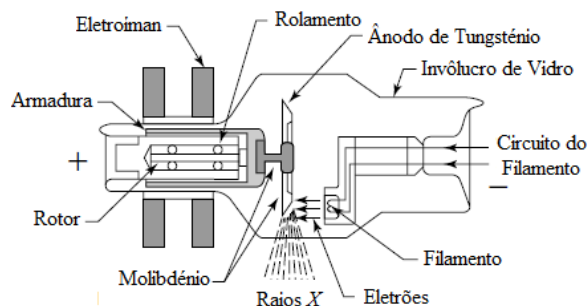
A conversão interna é um processo nuclear, no qual, as alterações do estado de energia são realizadas através da transferência de energia do núcleo para os eletrões das camadas mais internas. Esta transferência de energia provoca a ejeção de um eletrão para o exterior do átomo, ou seja, um eletrão é retirado ao átomo. Neste caso, e contrariamente à emissão  $\gamma$ , a energia do núcleo em vez de ser libertada através de um fóton, é cedida às camadas eletrónicas mais internas (pode ser visto como a absorção interna da energia de radiação  $\gamma$  por um eletrão). O eletrão de conversão tem uma energia cinética igual à diferença entre a energia da radiação  $\gamma$  e a energia de ligação do eletrão. Uma vez que diferentes eletrões têm energias de ligação diferentes, a conversão interna resulta num espetro de energias. Este processo produz uma lacuna na camada eletrónica interna. Os eletrões das camadas mais exteriores irão preencher a lacuna produzindo raio  $X$  caraterístico ou eletrões de *Auger* [25].

#### 2.1.4 Tubos de Raios $X$

As investigações realizadas por *Röntgen* (em 1895) foram o grande precursor do tubo de raios  $X$ . Desde então o desenvolvimento de tubos de raios  $X$  têm sofrido imensas evoluções (*e.g.*, ao nível do arrefecimento e material do ânodo), no entanto o seu esquema e princípio de operação continua semelhante. No seu esquema mais simples, um tubo de raios  $X$  (ver *Figura 2.1*) é constituído por um invólucro de vidro que se encontra sobre alto vácuo (menor que  $10^{-6}$  mm.Hg). Dentro deste tubo, e em extremidades separadas está o cátodo (elétrodo negativo) e o ânodo (elétrodo positivo). O primeiro é um filamento de tungsténio que quando aquecido emite

elétrons (através de emissão termiônica). Para que exista raios X, é necessário que estes elétrons sejam acelerados. A aceleração (medida em kV) é produzida através da aplicação de um campo elétrico elevado entre os dois eletrodos. Quando sujeitos a este campo, os elétrons que são emitidos pelo cátodo viajam a uma velocidade superior a metade da velocidade da luz em direção ao ânodo [28]. O material do ânodo é normalmente de tungstênio ou molibdênio (ou ligas constituídas com estes materiais, rênio ou carbono) [29]. Quando os elétrons atingem o ânodo (alvo) sofrem uma deflexão e diminuem de velocidade abruptamente, o que, por sua vez, entre outros tipos de energia, produz radiação de *Bremsstrahlung* e/ou radiação X característica (devido ao efeito fotoelétrico). A geração de raios X depende da aceleração aplicada (tensão aplicada) e da emissão termiônica (corrente aplicada).

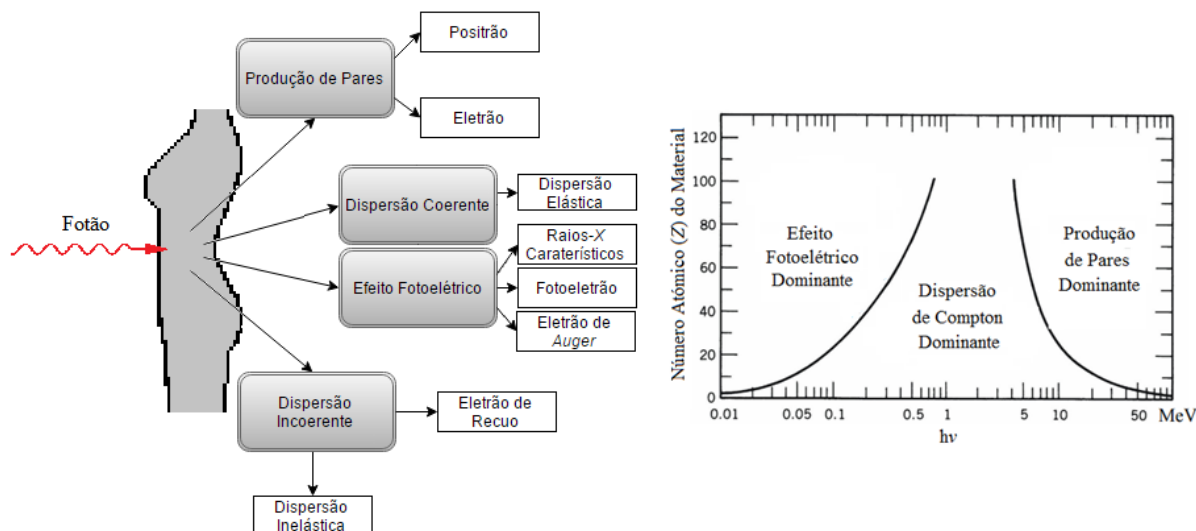
Um dispositivo alternativo que permite a criação de radiação X e elétrons de alta energia dá pelo nome de acelerador linear (conceito pensado em 1920 e criado em 1928) [28]. Ambos os dispositivos permitem a sua utilização na medicina (de diagnóstico e tratamento).



**Figura 2.1** – Esquema simplificado de um tubo de raios X [27].

## 2.2 Interação da Radiação com a Matéria

Quando um feixe de fótons X ou  $\gamma$  atravessa um dado meio, interações entre os fótons e a matéria podem tomar lugar (*Figura 2.2*) e, como resultado, a energia dos fótons é transferida para o meio.



**Figura 2.2** – Esquerda: mecanismos de interações devido a um fóton primário e suas emissões resultantes (secundárias). Direita: importância relativa dos vários processos de interação com a matéria (para a radiação  $\gamma$ ) [30].

Como ponto de partida, esta transferência de energia envolve a ejeção de elétrons dos átomos que constituem o material absorvente. Estes elétrons (rápidos) transferem a sua energia através da produção de ionização e/ou

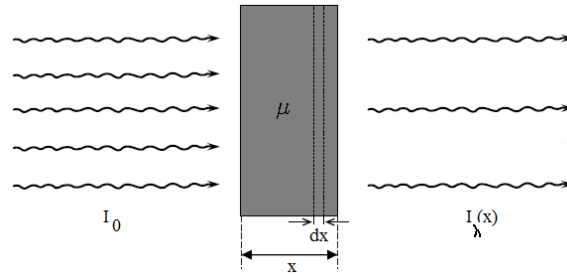


excitação dos átomos ao longo do seu trajeto. Se o material absorvente é constituído por tecido vivo, pode ser depositada energia suficiente (dose absorvida) nas células destruindo a sua capacidade de reprodução. No entanto, a maior parte da energia absorvida é convertida em calor que não produz nenhum efeito biológico.

Os mecanismos de interação com a matéria são assim extremamente importantes e o seu conhecimento é essencial, uma vez que a dose depende destes efeitos, ou seja, da interação entre os fotões e os eletrões, núcleos, campos de eletrões e campos dos núcleos. Os principais mecanismos de interação são a dispersão coerente, a dispersão de *Compton*, o efeito fotoelétrico, e a produção de pares. A probabilidade destas interações acontecerem depende da energia do fotão, da densidade do meio e do número atómico (ver *Figura 2.2*).

### 2.2.1 Atenuação de um Feixe de Fotões

A atenuação de um feixe de fotões é um dos fatores físicos mais importantes na física médica de diagnóstico e tratamento. Esta pode ser definida tendo em conta a redução do número de fotões iniciais após atravessarem uma dada espessura de material. Ao contrário das partículas carregadas, um feixe de fotões (radiação) não é degradado em termos energéticos, mas sim atenuado em intensidade, isto porque o efeito fotoelétrico e dispersão de *Compton* (que são as interações responsáveis pela atenuação do feixe) removem fotões do feixe, quer através da sua dispersão, quer através da sua absorção. Um tipo de experiência que pode ser realizada para medir as características de um feixe de fotões no que se refere à sua atenuação, pode ser implementada e executada como demonstra a *Figura 2.3*. Nesta, um feixe de fotões monoenergético incide sobre um material absorvente que contém uma dada espessura. Os fotões que atravessam o material em linha reta são aqueles que não sofrem nenhuma das interações mencionadas atrás, mantendo a sua energia intacta. Estes, os fotões, são detetados por um detetor que é colocado a uma distância suficientemente grande do material absorvente (distância essa que permite a exclusão dos fotões dispersos).



**Figura 2.3** – Um feixe de fotões com intensidade  $I_\lambda$  ao incidir num material com coeficiente de atenuação  $\mu$  e espessura  $x$  irá ser atenuado. Deste modo, medindo a intensidade do feixe que atravessou o material,  $I_\lambda(x)$ , é possível medir as características do feixe no que diz respeito à sua atenuação.

Nestas condições, a redução do número de fotões ( $dN_\lambda$ , ou  $dI_\lambda$  em termos de intensidade) é proporcional ao número de fotões incidentes ( $N_\lambda$  ou  $I_\lambda$ ) e à espessura do material ( $dx$ ). O seu valor é dado matematicamente pela *Equação 2.6*, onde  $\mu$  é a constante de proporcionalidade denominada de coeficiente de atenuação.

$$(2.6) \quad dN_\lambda \propto N_\lambda dx \Rightarrow dN_\lambda = -\mu N_\lambda dx \Rightarrow dI_\lambda = -\mu I_\lambda dx$$

Se a espessura for expressa em termos de comprimento, a constante de proporcionalidade é chamada de coeficiente de atenuação linear. Se integrarmos, e assim, resolvermos a equação verificamos que a atenuação de um feixe monoenergético é descrita por uma função exponencial e dada pela *Equação 2.7*, onde  $I_\lambda(x)$  é a intensidade transmitida por uma espessura  $x$  e  $I_0$  a intensidade incidente no material absorvente. Em geral o coeficiente de atenuação linear depende da energia dos fotões incidentes e da natureza do material (número de eletrões e densidade do mesmo). Perante este caso, se dividirmos o coeficiente de atenuação linear pela densidade, obtemos um coeficiente mais fundamental denominado de coeficiente de atenuação mássico ( $\mu_m$ ), independente da densidade.

$$(2.7) \quad I_\lambda(x) = I_0 e^{-\mu x} \Leftrightarrow I_\lambda(x) = I_0 e^{-\mu_m m}$$

O termo análogo ao tempo de meia vida é o *HVL* (do inglês *Half-Value Layer*) e define a espessura necessária do material absorvente para atenuar a intensidade de um feixe de fótons para metade do seu valor original (ver *Equação 2.8*).

$$(2.8) \quad HVL = \ln 2 / \mu$$

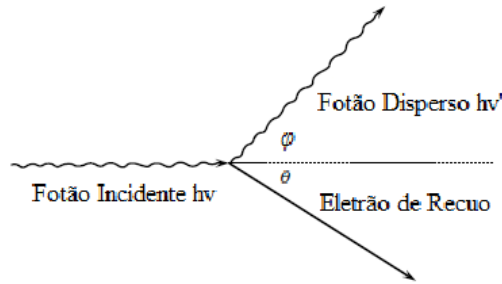
A análise descrita foi realizada com o pressuposto de termos um feixe de fótons monoenergético. No entanto, quando estamos perante um feixe de fótons prático produzido por um gerador de raios X, o feixe de fótons deixa de ser monoenergético consistindo de fótons que energeticamente se encontram dentro de um espectro de energia e, por sua vez, a atenuação do feixe deixa ser exponencial.

### 2.2.2 Dispersão de Rayleigh-Thomson

A dispersão de *Rayleigh-Thomson* também conhecida como dispersão coerente (ou dispersão ressonante) pode ser vista sob teoria ondulatória. Para tal consideremos a natureza ondulatória da radiação eletromagnética. Nesta situação, a onda eletromagnética quando passa perto de um eletrão (pouco ligado) vai transmitir o seu estado oscilatório (os eletrões começam a oscilar no campo criado pela onda) para o mesmo, fazendo com que este irradie de novo a onda eletromagnética com a mesma frequência da onda incidente. Deste modo, não existe transferência de energia para o movimento eletrónico, e nenhuma energia é absorvida pelo meio, assim como não é produzida nenhuma ionização e/ou excitação. O único efeito é a dispersão do fóton para ângulos pequenos. A dispersão coerente é mais provável para elevado *Z* e fótons de baixa energia [29]. Este tipo de efeito não contribui para a dose do paciente (*KERMA* ou dose absorvida) e só tem interesse a nível académico [31].

### 2.2.3 Efeito de Compton

Se a energia de um fóton incidente ( $E_x = \hbar\omega$ ) e de recuo são, individualmente, muito maiores do que a energia de ligação ( $E_l$ ) de um eletrão atingido por este, pode-se considerar que o eletrão encontra-se aproximadamente livre. Considerando a conservação de momento e da energia, e sabendo que o fóton não tem massa, ao contrário do eletrão, o fóton não pode ser completamente absorvido. Portanto, para que a interação entre o fóton de alta energia e o eletrão ocorra, o fóton tem de ser disperso, perdendo parte da sua energia no processo. A esta interação dá-se o nome de dispersão de *Compton* (ou dispersão incoerente). Esta dispersão, inelástica, envolve essencialmente eletrões das camadas mais externas.



**Figura 2.4** – Dispersão de *Compton* [25].

Na *Figura 2.4* encontra-se ilustrado este efeito. O fóton incidente (com momento linear  $p_x = E_x/c$ ) ao atingir o eletrão livre em repouso (estacionário) provoca a ejeção deste mesmo eletrão com uma energia  $E_e$  e segundo um ângulo  $\theta$  em relação à direção do fóton incidente. Este fóton é assim disperso (a sua frequência é alterada,  $w'$ ) com uma energia  $E'_x$ , um momento linear  $p'_x$  e um ângulo  $\phi$  no mesmo plano definido pela direção do fóton incidente e direção de dispersão do eletrão. Esta análise matematicamente pode ser expressa pelas *Equações 2.9, 2.10 e 2.11*, onde  $m_0c^2$  é a energia de repouso do eletrão (0,511 MeV).

$$(2.9) \quad E'_x = \frac{E_x}{1 + \frac{E_x}{m_0 c^2} (1 - \cos \varphi)}$$

$$(2.10) \quad E_e = \hbar \omega - \hbar \omega' = \frac{E_x}{\frac{m_0 c^2}{E_x} + 1 - \cos \varphi} (1 - \cos \varphi)$$

$$(2.11) \quad \cot \theta = \left( 1 + \frac{E_x}{m_0 c^2} \right) \left( \frac{\tan \theta}{2} \right)$$

Até ao momento foi feita uma análise cinemática, onde são relacionadas as energias e ângulos das partículas participantes na interação *Compton*. Nesta e na dispersão de *Thompson* (que se irá ver de seguida) assume-se que o eletrão atingido está num estado inicial livre e estacionário. No entanto (e apesar das aproximações não terem consequências graves em aplicações à medicina), isto não é verdade, uma vez que os eletrões ocupam vários níveis de energia atômicos e encontram-se em movimento e ligados ao núcleo [31].

Na dispersão de *Thompson* (caso particular da dispersão de *Compton*), o fóton disperso e incidente contém a mesma energia (ou seja, o eletrão não fica com a energia cinética resultante da colisão elástica). Nesta descrição têm-se em consideração a secção eficaz ( $\sigma_e$ , por eletrão) diferencial e esta é dada pela *Equação 2.12*, onde  $r_0$  é o raio clássico do eletrão ( $r_0 = e^2/m_0 c^2 = 2,818 * 10^{-13} \text{ cm}$ ) e  $\Omega_\varphi$  o ângulo sólido específico. Podemos obter o valor (independente da energia) da secção eficaz por eletrão através da integração desta mesma equação para todas as direções de dispersão. Para tal faz-se uma aproximação e assume-se uma simetria cilíndrica ( $0 \leq \varphi \leq \pi$ ) e onde  $d\Omega_\varphi = 2\pi \sin \varphi d\varphi$ . O seu valor (área alvo efetiva) é numericamente igual à probabilidade de ocorrência da dispersão *Thompson*. Contudo, estamos perante uma aproximação que tem erros (significativos para energias da ordem dos 0,4 MeV). Perante esta situação foi feita uma nova análise por *Klein* e *Nishina* que obtiveram melhores resultados e concluíram que a maior probabilidade de dispersão ocorre para ângulos em redor do eixo de incidência, e retrodispersão para ângulos entre 90° e 270°, sendo a máxima probabilidade para o ângulo de 180° [31].

$$(2.12) \quad \frac{d\sigma_e}{d\Omega_\varphi} = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos \varphi) \Leftrightarrow \sigma_e = \frac{8\pi r_0^2}{3} = 6,65 * 10^{-25} \text{ cm}^2/\text{eletrão}$$

Através das *Equações 2.9, 2.10 e 2.11* pode-se calcular a distribuição dos fótons dispersos e eletrões associados. Para energias pequenas a dispersão é na sua maioria isotrópica. Para energias elevadas a dispersão ocorre essencialmente para pequenos ângulos de  $\varphi$  e os fótons dispersos adquirem uma energia semelhante à dos incidentes, sendo que a sua direção é maioritariamente dirigida para a frente.

## 2.2.4 Efeito Fotoelétrico

Sem que haja violação da conservação do momento e energia, um fóton  $\gamma$  pode transferir toda a sua energia para um eletrão ligado, uma vez que o átomo/núcleo (adquirindo pouca energia cinética, devido à sua grande massa) consegue absorver parte do impulso de recuo. Este processo é conhecido como efeito fotoelétrico e é resultado deste a absorção total pelo átomo do fóton e consequente ejeção de um eletrão (fotoeletrão). Como um eletrão livre não pode absorver um fóton completamente, este efeito envolve apenas eletrões ligados, sendo que os eletrões com uma ligação mais forte (camadas internas) são mais importantes para a absorção fotoelétrica. Na *Figura 2.5* encontra-se ilustrado este efeito. Este, em princípio, só tem lugar para níveis de energia onde a condição  $E_i > E_l$  (energia do fóton incidente,  $E_i$ , é maior que a energia de ligação do eletrão,  $E_l$ ) é satisfeita. É de ressaltar que a contribuição dos diferentes níveis de energia no efeito fotoelétrico é muito desigual (sendo maior para os eletrões das camadas *K* e *L*) [20]. O fotoeletrão ejetado pode ser quantificado energeticamente, onde a sua energia cinética ( $E_c$ ) é dada pela *Equação 2.13*. À medida que o fotoeletrão interage com a matéria/meio, a sua energia cinética vai sendo absorvida.

$$(2.13) \quad E_c = E_i - E_l$$

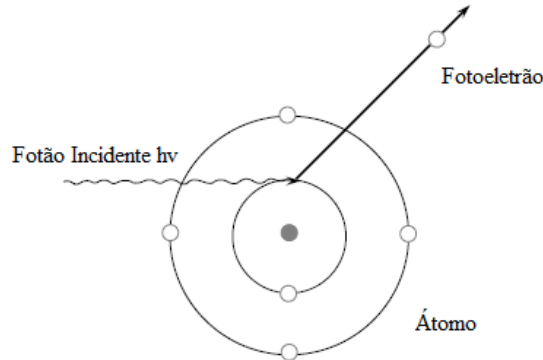
A ejeção de um fotoeletrão é acompanhada de um fóton de fluorescência correspondente a uma diferença de energia (ver Equação 2.14)  $E_d$ , igual à diferença entre a energia do nível não saturado (onde se encontrava anteriormente o fotoeletrão,  $E_{l(n-1)}$ ) e a energia de um elétron que se encontra no nível superior ( $E_{ln}$ , pode não ser o nível imediatamente a seguir). Este último elétron vai ocupar o espaço livre deixado pelo fotoeletrão. O processo é repetido (camadas que deixam de ficar saturadas são preenchidas) até que seja alcançado um nível de energia equivalente à energia de ligação mais baixa no átomo.

$$(2.14) \quad E_d = E_{l(n-1)} - E_{ln}$$

Além do efeito de fluorescência existe um processo concorrente que envolve elétrons de *Aüger*. Esta competição é descrita pelo rendimento de fluorescência da camada *K* e é definida como o número de fótons *K* emitidos por lacuna nesta mesma camada. Para elementos com elevado *Z* a probabilidade de emissão do fóton *K* é perto de 1 e perto de 0 para baixo *Z* [31]. Os elétrons de *Aüger* têm origem quando o próprio fóton de fluorescência produz um efeito fotoelétrico num elétron (com energia de ligação,  $E_{lp}$ ) correspondente ao mesmo átomo. A energia cinética dos elétrons de *Aüger* ( $E_{cp}$ ) é rapidamente cedida ao meio e pode ser dada pela Equação 2.15.

$$(2.15) \quad E_{cp} = (E_{ln} - E_{l(n-1)}) - E_{lp}$$

O efeito fotoelétrico é mais relevante para baixas energias (ver Figura 2.2), onde os coeficientes de absorção de energia e transferência são idênticos, uma vez que nestas energias os elétrons em movimento dão origem a radiação de *Bremsstrahlung* e esta pode ser desprezada [31].



**Figura 2.5** – Efeito fotoelétrico [25].

### 2.2.5 Produção de Pares

Se a energia dos fótons exceder duas vezes a energia do elétron em repouso ( $2 * m_0c^2 = 1,02 \text{ MeV}$ ), o processo de produção de pares é possível a nível energético. No entanto, a sua probabilidade de ocorrência só começa a ser significativa para vários *MeV*, fazendo com que este processo só seja importante para energias elevadas. Na interação (que tem lugar no campo de *Coulomb* do núcleo), o fóton de alta energia desaparece e é substituído por um par elétron-positrão. Toda a energia em excesso transportada pelo fóton (energia acima de 1,02 *MeV*) é transformada em energia cinética (partilhada entre o elétron e o positrão). Uma vez que o positrão, após ser desacelerado no meio absorvente, irá imediatamente aniquilar-se, dois fótons de aniquilação são produzidos (normalmente) como subproduto da interação. A produção de pares refere-se comumente a criação de um par elétron-positrão através de um fóton (campo elétrico), no entanto o fenómeno também pode acontecer no campo nuclear (*e.g.*, criação de um par próton-antipróton, muão-antimuão).

### 2.2.6 Radiação de Cherenkov

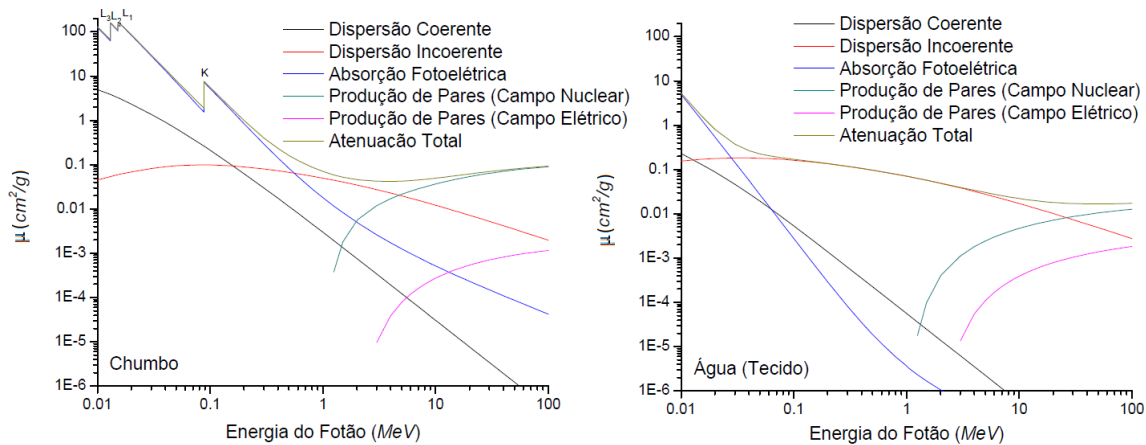
A velocidade de uma partícula num meio, entre outras coisas, depende da constituição deste, assim como da sua densidade. O mesmo é verdadeiro para fótons (partículas não carregadas), onde não existe nenhuma teoria que diga que a luz tem de ter uma velocidade constante em todos os tipos de meio (a teoria da relatividade apenas indica que a velocidade da luz é independente da referência). Deste modo, é possível que a velocidade de um eletrão de alta energia seja maior que a velocidade da luz quando viaja num determinado meio. Quando este fenómeno tem lugar, a partícula emite um tipo especial de radiação denominada de radiação de *Cherenkov* que tem um comprimento de onda na região do visível. Esta radiação tem uma certa geometria padrão, sendo emitida sobre a forma de um cone com um ângulo  $\theta_c$  definido pela *Equação 2.16*, onde  $n_r$  é um índice de refração do meio e  $\beta = v/c$  ( $v$  refere-se a velocidade da partícula no meio). Analisando a equação facilmente se chega à conclusão que a emissão de radiação de *Cherenkov* depende do índice de refração do meio e da velocidade da partícula nesse próprio meio e só existe se a condição  $v = c/n$  for satisfeita. Utilizando esta condição, pode-se determinar qual a energia cinética necessária para que o fenómeno tenha lugar e verificar que, geralmente, quanto maior for a massa de uma partícula, maior é a energia cinética necessária para que o efeito ocorra.

$$(2.16) \quad \cos(\theta_c) = \frac{1}{n_r \beta}$$

### 2.2.7 Coeficientes de Atenuação

A atenuação de um feixe de fótons por um material absorvente é causada por cinco interações principais. A única não mencionada até agora trata-se da desintegração do fóton que só é importante para energias muito elevadas (maiores que 10 MeV). As já analisadas são a dispersão coerente, a dispersão de *Compton*, o efeito fotoelétrico e a produção de pares. Estas interações dependem do número atômico do meio e da energia dos fótons. A cada um destes processos corresponde um coeficiente de atenuação, sendo que o coeficiente de atenuação total é dado pela soma destes últimos e ordenados respetivamente na *Equação 2.17*.

$$(2.17) \quad \mu = \sigma_{Coerente} + \sigma_{Compton} + \tau + \pi$$



**Figura 2.6** – Esquerda: variação do coeficiente de atenuação do chumbo em função da energia do fóton incidente. Direita: variação do coeficiente de atenuação da água (tecido) em função da energia do fóton incidente. A atenuação total resulta do efeito somado dos quatro mecanismos existentes [32].

### 2.2.8 Interação de Partículas Carregadas

Ao passo que os fótons interagem com a matéria através do efeito fotoelétrico, *Compton* ou produção de pares, as partículas carregadas (*e.g.*, elétrons, prótons, partículas  $\alpha$  e núcleos) interagem principalmente por ionização e excitação. Colisões radioativas em que as partículas carregadas interagem pelo processo de *bremsstrahlung*/radiação de travagem (perda de energia radiativa) são possíveis mas são muito mais comuns em elétrons do que partículas mais pesadas. A interação das partículas carregadas ou colisões são mediadas pela força de *Coulomb* entre o campo elétrico da partícula incidente e os campos elétricos dos elétrons orbitais e dos núcleos de que é constituído o material (são os mecanismo mais importantes de perda de energia). Colisões entre as partículas e os elétrons atômicos resultam na ionização e excitação dos átomos. Colisões entre as partículas e os núcleos resultam em energia radiativa perdida ou *bremsstrahlung*. As partículas também sofrem dispersão sem grandes perdas de energia. Devido à menor massa dos elétrons, estes sofrem um número muito maior de dispersões que as partículas pesadas.

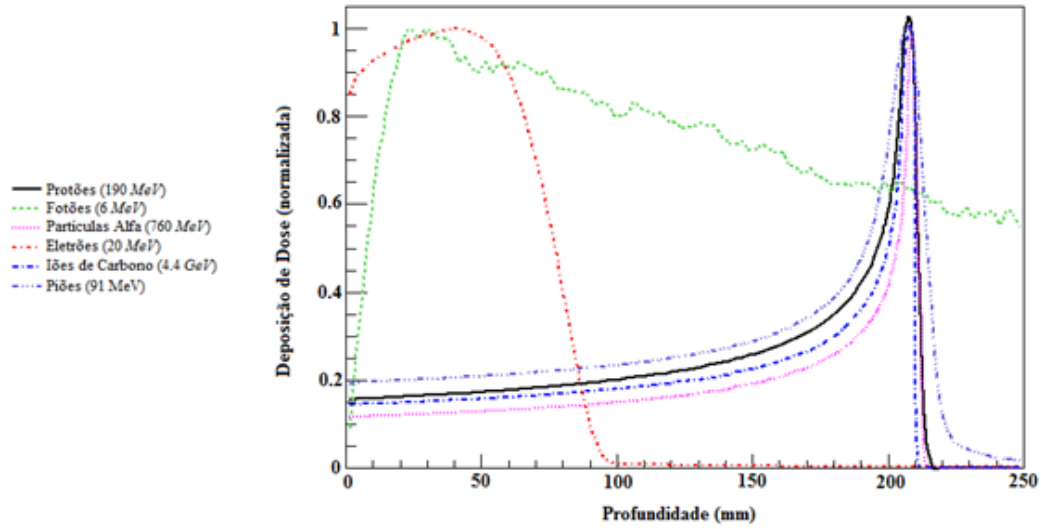
Acrescentando as interações dadas pela força de *Coulomb*, as partículas pesadas dão lugar a reações nucleares, produzindo deste modo nuclídeos radioativos. A taxa de energia cinética perdida ( $dE$ ) por unidade de comprimento percorrido pela partícula ( $dx$ ) é conhecida como poder de paragem ( $S$ , definida na *Equação 2.18*, onde não são consideradas as perdas devido a reações nucleares) [31].

$$(2.18) \quad S = -\frac{dE}{dx} = -\left[\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Colisões}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Radiativas}}\right]$$

O poder de paragem devido às interações ionizantes para partículas carregadas é proporcional ao quadrado da carga da partícula e inversamente proporcional ao quadrado da sua velocidade. Assim, à medida que a partícula desacelera, a taxa de energia perdida aumenta assim como a ionização ou absorção do meio absorvente. Na *Figura 2.7* tem-se um gráfico específico da deposição de dose ao longo do trajeto de várias partículas carregadas (neste caso, consideremos a partícula  $\alpha$ ). Na maioria do seu trajeto, a partícula vai depositando a sua energia lentamente no meio (tem duas cargas eletrónicas), sendo que posteriormente perto do final do seu trajeto a carga é reduzida através da captura de um eletrão e é produzido um pico seguido de uma queda abrupta no poder de paragem. A este efeito no final da sua trajetória damos o nome de pico de *Bragg*, tendo um papel importante no tratamento oncológico (nomeadamente na radioterapia).

As interações dos elétrons quando atravessam a matéria é muito semelhante às interações produzidas pelas partículas carregadas. No entanto, devido à sua pequena massa, os elétrons sofrem múltiplos espalhamentos e mudanças de direção na sua trajetória. Como consequência, o pico de *Bragg* não é observado para os elétrons. Na água ou tecidos moles, tal como para partículas carregadas, a perda de energia é realizada predominantemente através da ionização e excitação. Isto resulta na deposição da energia (ou dose absorvida) no meio. Novamente, devido à sua pequena massa, um eletrão pode interagir com o campo eletromagnético do núcleo e ser desacelerado tão rápido que parte da sua energia é perdida por *bremsstrahlung*. A taxa de energia perdida como resultado de *bremsstrahlung* aumenta com o aumento da energia do eletrão e do número atômico do meio. A interação dos elétrons é particularmente interessante, uma vez que os fótons transmitem energia aos elétrons que, por sua vez, a transmitem para o material (deposição de energia na matéria). Quando consideramos estes efeitos, estamos interessados em como a energia é depositada no meio irradiado e não no modo como a partícula perde energia.

Não existe um feixe de radiação ideal na terapia por radiação. Ao passo que os raios X e os feixes de elétrons são os feixes mais usados, feixes de partículas têm algumas características (físicas e biológicas) únicas que têm atraído a atenção de muitos investigadores.



**Figura 2.7**– Dose relativa (perda da energia) em função da profundidade para diferentes partículas (prótons, fótons, partículas  $\alpha$ , elétrons, íons de carbono e píons [33].

## Capítulo 3

### Dosimetria

## 3.1 Quantificação e Medidas de Dose

### 3.1.1 Fluência

Para calcular a dose absorvida são necessárias quantidades que descrevam os campos de radiação (conhecidas como quantidades de campo) [25]. A fluência (de partículas) é uma unidade básica muito importante que define o número de partículas por unidade de área. Seja  $dN_p$  o valor esperado do número de partículas que colide com uma esfera finita com centro no ponto  $P$  (durante um intervalo finito de tempo). Se a esfera for reduzida a um tamanho infinitesimal (ponto  $P$ ) com uma área de secção transversal  $dA_t$ , então pode-se deduzir a fluência  $\phi$  (ver *Equação 3.1*). A fluência é uma quantidade escalar, onde a direção não é considerada. Pode-se também definir a fluência através do diferencial energético (ver *Equação 3.2*),  $dE$ . É de notar que a fluência pode também ser expressa como o quociente entre a soma do comprimento  $\Delta s$  das partículas que atravessam a esfera elementar e o volume da esfera (ver *Equação 3.3*). Esta forma é extremamente útil quando consideramos as denominadas cavidades integrais que envolvem a média da fluência sobre um volume ( $dV$ ).

$$(3.1) \quad \phi = \frac{dN_p}{dA_t} [m^{-2} \text{ ou } cm^{-2}]$$

$$(3.2) \quad \phi_E = \frac{d\phi}{dE} \Leftrightarrow \phi = \int_0^{E_{m\acute{a}x}} \phi_E dE$$

$$(3.3) \quad \phi = \frac{\sum \Delta s}{dV}$$

O produto da fluência pela energia das partículas ( $E_p$ ) é denominado de fluência energética e é dado pela Equação 3.4, onde  $E_t$  é o valor esperado da energia total (excluindo a energia da massa em repouso) e é dado pelo produto entre a energia de cada partícula e o número de partículas ( $E_t = E_p N_p$ ). De um modo semelhante, pode-se definir as referidas quantidades por unidade de tempo, ou seja, taxa de fluência e taxa de fluência energética.

$$(3.4) \quad \Psi = \frac{dE_t}{dA_t} = E\phi$$

### 3.1.2 KERMA

*KERMA* (do inglês *Kinetic Energy Released in Media*), com unidades de [ $Gy = J.kg^{-1}$ ], é a energia cinética transferida de um fóton para um eletrão (enquanto a dose é a energia depositada no meio na forma de ionizações ou excitações). Noutras palavras, *KERMA* é a energia transferida para o eletrão secundário através de fótons primários. Não é o mesmo que a dose absorvida, mas tem as mesmas unidades básicas de medida. A quantidade *KERMA* pode ser pensada como um passo para a dose absorvida. É conceptualmente muito parecida à exposição, a quantidade de radiação que foi primariamente formalizada [34].

*KERMA* ( $K$ ) é o quociente entre  $dE_{tr}$  e  $dm$  (ver Equação 3.5), onde o primeiro é a soma da energia cinética inicial de todas as partículas ionizantes, libertadas por partículas ionizantes, não carregadas num material de massa  $dm$  [35]. É aplicado apenas a partículas ionizantes indiretas, que, para esta dissertação, quase sempre significa os fótons, apesar de os neutrões também se enquadrarem nesta categoria [16].

$$(3.5) \quad K = \frac{dE_{tr}}{dm}$$

O valor do *KERMA* para os raios  $X$  ou raios  $\gamma$  consiste na energia transferida para eletrões ou positrões do meio por unidade de massa. A energia cinética de um eletrão pode ser gasta de duas maneiras [35]:

- ❖ Interações de *Coulomb* com os eletrões dos átomos do material de absorção, resultando na dissipação da energia local, como excitação e ionização dentro ou perto do trajeto dos eletrões. São denominadas de interações por colisão.
- ❖ Interações radiativas com o campo de forças de *Coulomb* do núcleo atómico (*bremsstrahlung* ou radiação de travagem), onde raios  $X$  são emitidos à medida que os eletrões desaceleram. Estes fótons de raios  $X$  são relativamente penetrantes, comparados com os eletrões.

Adicionalmente, um positrão pode perder uma fração apreciável da sua energia cinética através da aniquilação em voo, em que a energia cinética possuída pela partícula no instante de aniquilação aparece como energia adicional quântica nos fótons resultantes. Este é assim também um tipo de perda de radiação de energia cinética, em que os fótons resultantes podem levar energia cinética para longe do trajeto das partículas carregadas [26]. Uma vez que *KERMA* inclui a energia cinética recebida pelas partículas carregadas quer seja por eletrões em colisão ou interações radiativas. *KERMA* pode subdividir-se em duas partes (ver Equação 3.6) de acordo com a criação de excitação/ionização ( $K_c$ , de colisão) ou levada por fótons ( $K_r$ , de radiativa);

$$(3.6) \quad K = K_c + K_r$$

### 3.1.3 Dose Absorvida

A dose absorvida é relevante para todos os campos de radiação ionizante, seja ionização direta ou indireta, assim como para qualquer fonte de radiação ionizante distribuída dentro de um meio de absorção. É uma grandeza que caracteriza a energia absorvida por unidade de massa. *ICRU* (1988) define a dose absorvida como o quociente de  $d\bar{E}$  por  $dm$  (ver Equação 3.7), onde  $d\bar{E}$  refere-se a energia média cedida pelas radiações ionizantes na matéria com massa  $dm$  [35].



$$(3.7) \quad D = \frac{d\bar{E}}{dm}$$

A taxa de dose absorvida num ponto pode ser obtida por diferenciação da dose absorvida em relação ao tempo (ver *Equação 3.8*). Contrariamente a *KERMA*, a dose absorvida é passível de ser medida através da transformação do calor em energia absorvida, coleção de carga produzida por ionização e através de cálculo teórico [29].

$$(3.8) \quad \dot{D} = \frac{dD}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \frac{dE}{dm} \right)$$

### 3.1.4 Exposição

A exposição, relacionada com *KERMA* no ar, com unidades de  $[R = C \cdot kg^{-1}]$ , é a carga libertada no ar e é normalmente utilizada para dispositivos que medem a radiação. Quando os fotões interagem com o ar, um par ião-eletrão é criado, com uma carga positiva e outra negativa. Se se medir a diferença de carga ( $dQ$ ), dividida pela massa ( $dm$ ) pode-se medir a exposição ( $X$ , ver *Equação 3.9*) [35]. A taxa de exposição é dada para um ponto num determinado tempo através da sua diferenciação (*Equação 3.10*).

$$(3.9) \quad X = \frac{dQ}{dm}$$

$$(3.10) \quad \dot{X} = \frac{dX}{dt}$$

A exposição (e a sua taxa) é um meio conveniente e útil de caraterizar campos de raios  $X$  ou  $\gamma$ , uma vez que a fluência energética é proporcional à exposição de um dado fotão ou espetro. A mistura de elementos no ar é semelhante o suficiente ao número atómico efetivo do tecido biológico suave (músculo) para fazer do ar um material equivalente ao tecido em relação à absorção de energia dos raios  $X$  ou  $\gamma$  [36]. Assim, se alguém estiver interessado nos efeitos de tais radiações em tecidos, o ar pode ser substituído como um meio de referência num instrumento de medição.

A exposição e o *KERMA* no ar ( $K_{ar}$ ) também podem ser relacionados (ver *Equação 3.11*). Multiplicando a carga  $dQ$  pela energia medida requerida para produzir um par ião-eletrão, dividido pela carga do eletrão ( $W/e$ ), produz a parte de colisão da energia transferida ( $dE_{tr}(1 - g)$ ) [25]. A exposição contém propriedades idênticas às do *KERMA*, uma vez que é proporcional à fluência energética do feixe e é independente do material de que é constituído o elemento  $dm$ , no entanto estas duas grandezas são muito diferentes, uma vez que a exposição está relacionada com a carga (irradiação no ar) e o *KERMA* com a energia (irradiação em qualquer meio) [29].

$$(3.11) \quad X \left( \frac{W}{e} \right) = K_{ar}(1 - g) \Leftrightarrow X \left( \frac{W}{e} \right) = K_{ar,c}$$

### 3.1.5 Eficiência Biológica Relativa (*RBE*)

Nem toda a unidade de radiação provoca o mesmo dano aquando da irradiação de uma célula complexa. Processos químicos e biológicos provocados pela radiação dependem não só da energia absorvida, mas também da distribuição da dose absorvida no meio. Para doses absorvidas iguais, vários tipos de radiação ionizante normalmente diferem na eficiência com a qual provocam uma determinada resposta química ou biológica. *RBE* descreve a eficácia com que um determinado tipo de radiação provoca uma dada reação química ou efeito biológico. *RBE* é calculada comparando os resultados obtidos com a radiação em questão e outros de referência (*Equação 3.12*). O efeito biológico terá de ser algo que possa ser medido (e.g., número de células mortas ou alteradas).

$$(3.12) \quad RBE = \frac{\text{Efeito Biológico da Radiação em Estudo}}{\text{Efeito Biológico da Radiação Padrão}}$$

### 3.1.6 Dose Equivalente

*International Commission on Radiological Protection (ICRP)* criou fatores de ponderação ( $W_r$ , ver *Tabela 3.1*) com o objetivo de ter em consideração as diferenças de qualidade para a dose de diferentes tipos de radiação. Estes fatores, expressos em Sievert ( $Sv$ ), são utilizados para cálculos que dizem respeito à proteção contra a radiação. Não têm um grau de precisão elevado para o dano biológico, mas são uma estimativa conservadora de proteção contra a radiação sendo relativamente próxima da dose biológica. O valor dos fatores de ponderação é obtido através do produto entre o fator de qualidade ( $Q_f$ ) e um fator modificado  $N_f$ , que toma o valor de 1 para as fontes externas. Os valores de  $Q_f$  são selecionados empiricamente a partir de  $RBE$ , que é a razão da dose de raios  $X$  ou  $\gamma$  para radiações em questão que dão o mesmo tipo de efeito biologicamente.

**Tabela 3.1** – Correspondência entre os vários fatores de peso com um determinado tipo de radiação [37].

<i>Partículas</i>	<i>Fator de Peso <math>W_r</math></i>
<i>Fotões e Eletrões</i>	1
<i>Protões e Piões carregados</i>	1
<i>Partículas <math>\alpha</math> e núcleos pesados</i>	20
<i>Neutrões (1 MeV)</i>	20
<i>Neutrões (10 – 100 MeV ou 0.1 – 0.01 MeV)</i>	5 – 10
<i>Neutrões (&gt; 1 MeV ou &lt; 0.01 MeV)</i>	2,5

Assim, pode-se afirmar que a dose equivalente (*Equação 3.13*) descreve o efeito relativo dos vários tipos de radiação ionizante sobre os tecidos vivos, ou seja, tem um maior significado biológico que a dose absorvida.

$$(3.13) \quad H = D * Q_f * N_f = D * W_r$$

### 3.1.7 Dose Efetiva

Os efeitos de radiação sobre diversos órgãos (ou tecidos) variam de órgão para órgão, uma vez que estes têm diferentes radiosensibilidades e fatores de risco. A dose efetiva ( $E_D$ ) é uma grandeza que permite tomar em conta estes fatores e é dada pela *Equação 3.14*, onde  $W_T$  são os fatores de peso relativos aos efeitos estocásticos referentes ao órgão  $T$  (ver *Tabela 3.2*).

$$(3.14) \quad E_D = W_T H$$

**Tabela 3.2** – Fatores de ponderação recomendados pela *ICRP* (1990) [37].

<i>Tecidos e Órgãos</i>	<i>Fator de Peso <math>W_T</math></i>
<i>Gónadas</i>	0.20
<i>Mama; Bexiga; Fígado; Esófago; Tireoide</i>	0.05
<i>Medula óssea, Pulmão, Cólon, Estômago</i>	0.12
<i>Ossos (superfície), Pele</i>	0.01

## 3.2 Dosímetros

### 3.2.1 Características e Propriedades Importantes

Geralmente, a deteção de radiação é assente no pressuposto de que a energia da partícula associada à radiação ionizante seja depositada dentro de um volume do detetor a fim de medir esta quantidade de energia [38]. Num detetor são importantes várias características, tais como a sua eficiência (relação entre o número de fótons que entram no volume ativo e o número de impulsos elétricos gerados), resolução em energia (capacidade de discriminar duas radiações de energias próximas), e o tempo morto (tempo que deve existir entre dois eventos

distintos para que estes possam ser discriminados como dois impulsos eletricamente) [31]. O campo de radiação fornecido pelas fontes de braquiterapia é caracterizado por doses com altos gradientes, uma alta gama de taxa de dose e energias relativamente mais baixas (em relação às energias praticadas por feixe externo). Estas três características impõem várias propriedades essenciais, tais como gama dinâmica alargada, independência energética, independência da taxa de dose, volume ativo pequeno, elevada sensibilidade, independência angular, elevada resolução espacial, resistência ao dano por radiação e independência com a temperatura [2]. Adicionalmente, quando se considera dosimetria *in vivo* é necessário ter atenção às seguintes propriedades: tecido equivalente; reduzidas dimensões (permitindo a sua inserção no corpo); leitura em tempo real e não causar perturbações no campo de radiação que está a ser medido.

### 3.2.2 Tipos de Dosímetros

Existe uma panóplia de dosímetros utilizados em braquiterapia que se baseiam em propriedades radioluminescentes, luminescência estimulada opticamente, e termoluminescentes (*e.g.*, câmaras de ionização, dosímetro termoluminescentes, díodos, detetores de diamante, entre outros) [2].

**Tabela 3.3** – Vantagens e desvantagens de alguns detetores candidatos à prática de dosimetria *in vivo* [21].

<b>Tipo de Detetor</b>	<b>Vantagens</b>	<b>Desvantagens</b>
<i>Câmara de Ionização</i>	Rápido; Estáveis; Realizam medidas diretas; Servem como referência	Volumosos; Dispendiosos; Baixa eficiência
<i>Díodo</i>	Pequenos; Medidas em tempo real; Baixo custo	Não são equivalentes ao tecido; Sensibilidade varia com a temperatura; Efeito direcional; Dependência com a taxa de dose
<i>MOSFET</i>	Muito pequenos; Boa resolução espacial; Medição instantânea; Memorização da dose; Pequeno efeito direcional	Não são equivalentes ao tecido; Dispendiosos; Tempo de vida reduzido (devido à acumulação de dose)
<i>Diamante</i>	Pequenos; Equivalente ao tecido; Resistentes a danos por radiação; Sem efeito direcional	Dispendiosos; Necessidade de pré-irradiação antes do uso; Dependência com a energia; Dependência com a Temperatura
<i>TLD</i>	Pequenos; Boa linearidade com a dose; Baixo custo	Não permitem leitura em tempo real; <i>Fading</i> ; Perda de sensibilidade com o tempo; Calibração antes de cada utilização
<i>OSLD</i>	Estáveis; Sem efeito direcional; Independência da taxa de dose	Efeito de <i>Cherenkov</i> ; Leitura por laser
<i>Cintiladores de Plástico</i>	Muito pequenos; Boa sensibilidade; Boa resolução espacial; Independência da taxa de dose; Baixo custo	Efeito de <i>Cherenkov</i>
<i>Fibra Ótica</i>	Baixo custo; Sem efeito direcional; Boa sensibilidade e linearidade; Equivalente ao tecido	Má resolução espacial; Efeito de <i>Cherenkov</i> .

As câmaras de ionização são os dosímetros mais comuns e utilizados em radioterapia. Com um conceito simplista, neste tipo de dosímetro pares ião-eletrão são produzidos à medida que a energia é depositada no volume ativo (meio) através de radiação ionizante. São amplamente utilizadas para determinação da exposição à radiação e dose absorvida [38]. Uma das desvantagens da câmara de ionização é o seu grande volume. Os dosímetros termoluminescentes (*TLDs*), também muito utilizados, permitem acumular e armazenar a dose num determinado cristal podendo, posteriormente, ser lida através do seu aquecimento. Têm sido, na sua maioria, substituído pelos *OSLDs* (dosímetros óticos de luminescência estimulada). Nestes, a estimulação do cristal é realizada através de um laser. No entanto, a dosimetria *in vivo* para os *TLDs* e *OSLDs* não é possível, uma vez que a leitura não é realizada em tempo real. Os díodos e *MOSFETs* são semicondutores que têm como princípio de funcionamento a formação de pares eletrões-buracos cujo deslocamento dá origem a um sinal elétrico que pode ser medido. Apesar das suas

dimensões relativamente pequenas e leitura em tempo real, possuem algumas desvantagens inapropriadas aos dosímetros de braquiterapia *in vivo* (e.g., não são equivalentes ao tecido). Os dosímetros de diamante, contrariamente aos semicondutores, são equivalentes ao tecido, no entanto exibem uma dependência com a temperatura, são rígidos e volumosos dificultando a sua utilização prática em dosimetria *in vivo*.

Em suma, os dosímetros supracitados exibem várias limitações que condicionam o seu uso em dosimetria *in vivo* (ver *Tabela 3.3*). Uma alternativa que recentemente tem sido alvo de inúmeras investigações consiste no desenvolvimento de dosímetros de fibras óticas acopladas a cintiladores [39, 40].

### 3.2.3 Dosímetros de Fibras Óticas – Estado da Arte

Os dosímetros baseados em fibras óticas oferecem uma panóplia de vantagens em relação aos dosímetros apresentados anteriormente. A característica mais importante deste tipo de dosímetros está relacionado como é transmitida a informação sobre a dose. Esta é realizada utilizando sinais óticos (em vez de elétricos), que são imunes a interferências elétricas e eletromagnéticas (apropriados para sua utilização com ressonância magnética, uma vez que não causam interferências na imagem). Adicionalmente, as pequenas dimensões das fibras oferecem uma excelente resolução espacial (invasão mínima em dosimetria *in vivo*), permitindo que a parte sensível do dosímetro seja colocada diretamente ou próxima ao tumor.

O princípio de operação destes dosímetros resulta do fenómeno conhecido como luminescência. Esta ocorre quando um material, sujeito a uma certa quantidade de radiação, absorve alguma da radiação e como resultado emite luz com um comprimento de onda diferente. Dentro de certos limites é possível relacionar a quantidade de luz com a dose recebida pelo material. Diferentes tipos de radiação podem ser utilizadas para excitar um material, e são estes que dão lugar a diferentes métodos de luminescência. Os métodos mais utilizados na construção de dosímetro em radioterapia são o termoluminescente, fotoluminescente e radioluminescente. No primeiro a excitação ocorre devido ao calor, enquanto no segundo é devido a luz no visível ou ultravioleta.

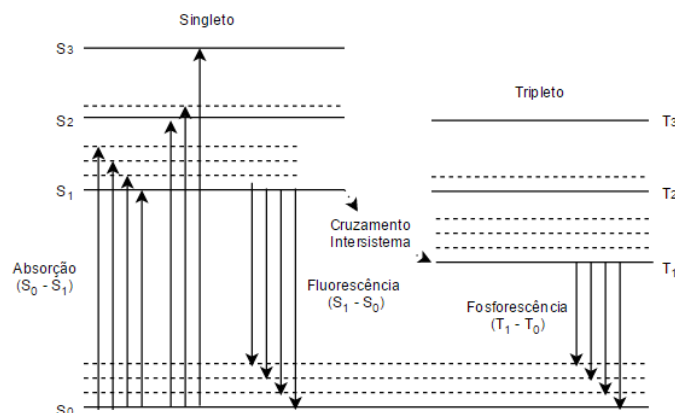
Os dosímetros de radioluminescência ou cintilação são baseados no fenómeno de conversão de radiação ionizante em luz visível (fluorescência, outros processos tal como a fosforescência também têm lugar, no entanto a sua emissão é muito mais longa no tempo) [41]. A deteção da radiação ionizante através de luz cintilante produzida em alguns materiais é uma das técnicas mais antigas em dosimetria. Um cintilador ideal obedece as seguintes propriedades: deve converter a energia cinética das partículas carregadas em luz detetável com uma alta eficiência de deteção; a conversão deve ser linear; o meio deve ser transparente ao comprimento de onda da sua própria emissão; o tempo de decaimento deve ser curto, o material deve ter uma alta qualidade ótica, e o índice de refração deve ser semelhante ao do vidro [41].

Os cintiladores de que são constituídos estes dosímetros podem ser divididos em dois grupos, inorgânicos e orgânicos. Cintiladores inorgânicos (e.g., cristais, cerâmicos, vidros, gases, ou líquidos nobres) são tipicamente cristais e feitos de halógenos alcalinos (e.g., *CsI* ou *NaI*) ou óxidos (e.g., bismuto de germânio) [42]. A cintilação é devida à estrutura do cristal que cria bandas de energia entre as quais a transição de eletrões toma lugar. Enquanto alguns cristais cintilam intrinsecamente, outros precisam de um ativador que permita a cintilação na região visível.

Cintiladores orgânicos são compostos de hidrocarbonetos aromáticos e podem ser divididos em plásticos ou cintiladores líquidos (fora do âmbito desta dissertação). Os cintiladores orgânicos (de interesse para esta dissertação) cintilam a nível molecular, o que significa que cada molécula cintiladora pode agir como um centro de cintilação (ver *Figura 3.1*). Uma larga maioria deste tipo de cintiladores baseia-se em moléculas orgânicas com determinadas propriedades de simetria (estrutura de eletrões- $\pi$ ). Observando a *Figura 3.1* podemos identificar facilmente os vários mecanismos de absorção e relaxamento/emissão que levam à fluorescência e fosforescência no cintilador orgânico.

Os cintiladores orgânicos baseados em plásticos são dissolvidos num solvente que pode, subsequentemente, ser polimerizado. Em casos particulares pode ser adicionado um *wavelength shifter* (permite realizar uma alteração

do comprimento de onda de emissão) [41]. Os solventes mais comuns são *PVT* (polivinil de tolueno), o *PS* (poliestireno) e o *PMMA* (polimetil-metacrilato).



**Figura 3.1** – Níveis energéticos de uma molécula orgânica com estrutura molecular- $\pi$ . Nesta pode-se observar os vários processos que dão lugar a cintilação [43].

Os cintiladores inorgânicos geralmente têm um rendimento de luz melhor (relativamente aos orgânicos), mas, fora algumas exceções, a sua resposta é relativamente lenta (dezenas ou centenas de *ns*). Por outro lado, e apesar dos cintiladores orgânicos serem comumente mais rápidos (da ordem dos *ns*), a sua grande desvantagem prende-se com o seu baixo *Z* (devido à utilização de materiais, tais como hidrogénio, carbono e oxigénio) e subsequente baixo rendimento para fotões  $\gamma$ . No entanto, uma possível solução baseia-se na adição de elementos de elevado *Z*, tais como chumbo ou estanho (promovendo a conversão fotoelétrica) [44]. O elevado valor de *Z* dos cintiladores inorgânicos favorece a sua escolha aquando da aplicação de espectroscopia de radiação  $\gamma$ .

### Dosímetros de Fibra Ótica baseados em Cintiladores de Plástico (*PSDs*)

A investigação sobre os *PSDs* envolve o acoplamento entre cintiladores de plástico, um guia de luz [45,46] e um detetor de fotões (ver *Figura 4.1*). Este tipo de dosímetros oferecem vantagens significativas, tais como equivalência à água, linearidade com a dose, e independência energética na gama de tratamento por radioterapia comum [40]. Quando acoplados a guias de luz de plástico, os dosímetros são completamente equivalentes à água e não interferem com o processo de deposição de energia. No entanto, estudos recentes indicam que os *PSDs* têm uma dependência com a temperatura, sendo necessário mais estudos sobre o seu impacto [47, 48].

Um tipo de cintiladores bastante produzido e estudado para radioterapia é produzido pela companhia *Saint-Gobain Crystals (SGC)* [46]. Os diâmetros variam entre os 0,25 e 5 mm (tipicamente são utilizadas fibras com um núcleo de 1 mm), são constituídas por um núcleo de poliestireno (com dopantes fluorescentes) e revestidas com *PMMA*. Um dos produtos de *SGC*, o *BCF-60*, foi estudado com o objetivo de verificar a resposta à dose de um planeamento radioterapêutico (para a próstata) [49]. O sistema montado mostrou medidas de dose correlacionada com uma câmara de ionização e foi verificado que os valores estavam dentro da margem de 1% dos valores previstos.

*BrachyFOD* é um dosímetro que utiliza o cintilador *BC-400* de *SGC* acoplado a uma fibra ótica de *PMMA* e este último, por sua vez, acoplado a um *PMT*. Desta configuração resultou um dosímetro para braquiterapia *in vivo* (com vantagens no tamanho e sensibilidade) [13, 45, 50, 51]. Uma das investigações deste dosímetro incidiu no controlo de dose à uretra durante um tratamento de *HDR* ao cancro da próstata [52]. Como conclusão, o estudo mostrou a necessidade da dosimetria *in vivo* na braquiterapia. Além do *BC-400*, a investigação de novos cintiladores tais como *BC-430* e o *BC-499* foi realizada com o objetivo de minimizar as desvantagens deste tipo de dosímetros (*stem effect*). [53].

Um dos cintiladores alvo de inúmeras investigações devido às suas propriedades é o *BCF-12* [54]. Num destes estudos chegou-se a conclusão que o rendimento de cintilação do *BCF-12* era maior em 122% quando comparado com o *BC-400*. Adicionalmente verificou-se que o rendimento do *BCF-60* era 47% menor que o rendimento do *BC-400*. Ainda neste estudo foi analisado o rendimento do *SCSF-3HF* e do *SCSF-78* (fibras *multiclad*). Chegou-se a conclusão que a última era a que apresentava o melhor rendimento (144% maior do que o do *BC-400*) [55]. Num outro estudo, comparou-se os cintiladores *BCF-10*, *BCF-12* e o *BCF-20* [56]. Os três apresentaram uma boa linearidade e resolução espacial. O seu rendimento foi medido, e mostrou-se que o *BCF-10* apresentava os melhores resultados para utilização neste tipo de dosímetros. O cintilador *BCF-12* foi utilizado recentemente no desenvolvimento de um dosímetro que opera em modo impulso (e coincidência, permitindo a rejeição do ruído de fundo) para braquiterapia de *LDR*. Este apresentou uma alta linearidade e uma incerteza de medição de apenas 2% [21-24].

Comercialmente, existe apenas um dosímetro de fibra ótica baseado em cintiladores de plástico para aplicações terapêuticas [57]. No entanto, dosímetros com foco em aplicações *in vivo* estão a começar a surgir [58].

### Dosímetros de Fibra Ótica baseados em Cintiladores Inorgânicos

Comumente explorados em aplicações radiográficas, cintiladores inorgânicos, tais como o *Gd<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S:Tb* e o *CsI:TI*, têm mostrado vantagens em dosímetros na radioterapia [59]. Um dosímetro com este tipo de cintiladores foi testado. Cada um interage com radiação  $\beta$  e gera fotões de cintilação entre 455 nm e 550 nm. Três tipos de cintiladores foram testados (*Gd<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S:Tb*, *Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>:Ce*, *CsI:TI*). Os resultados mostraram que o *Gd<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S:Tb* é o que tem uma maior resposta de cintilação em termos de criação de fotões [51].

Um dosímetro denominado *RadLine* e baseado em cristais inorgânicos (*ZnWO<sub>4</sub>*) foi desenvolvido recentemente, mostrando bons resultados em resposta à radiação  $\beta$  e  $\gamma$  [60]. Além deste, o cristal de *Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>Cr* tem mostrado boas propriedades para o tipo de dosímetros aqui considerados [61, 62]. Numa comparação com o cintilador *BCF-12*, verificou-se que o último é mais adequado para tratamentos envolvendo fontes, como é o caso da braquiterapia [63]. Uma das grandes desvantagens do *Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>Cr* é a sua dependência com a dose acumulada. Deste modo, novas investigações têm sido realizadas. Uma das quais envolveu a caracterização de cristais, como o *Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub>:Tb*, *CsY<sub>2</sub>F<sub>7</sub>:Tb* e o *KMgF<sub>3</sub>:Sm*, onde se apurou que o primeiro, além de ter altas eficiências, não mostra dependência com a dose acumulada [64].

### Stem Effect: Efeito de Cherenkov e Luminescência

Neste tipo de dosímetro e para que a luz chegue ao detetor de fotões é aconselhado e necessário um guia de luz que permita realizar a ligação ótica entre o cintilador e o detetor. O guia de luz (fibra ótica) é um meio de propagação feito de vidro ou de materiais poliméricos que permite a propagação da luz dentro dela. Uma das suas grandes desvantagens está relacionado com o *stem effect*.

O termo *stem effect* é utilizado para descrever a radiação de *Cherenkov* e outro tipos de luzes (*e.g.*, fluorescência da fibra ótica devido a excitação de eletrões) que podem ser produzidas na fibra e que afetam a dosimetria (particularmente em sensores luminescentes). Para os plásticos mais comuns utilizados na dosimetria o índice de refração varia entre 1,48 e 1,60, o que significa que a radiação de *Cherenkov* é observada para energia maiores que 145 e 180 keV, respetivamente [65]. A fonte utilizada em ambiente clínico (<sup>192</sup>Ir) produz eletrões secundários com energia suficiente para produzir radiação *Cherenkov*, logo é necessário ter em consideração este efeito. Um facto importante é que a luz de *Cherenkov* é dependente do ângulo que o eletrão faz com o eixo da fibra, assim como do comprimento e energia radiada. Esta radiação é proporcional ao inverso do comprimento de onda ao cubo.

Vários métodos têm sido desenvolvidos para eliminar este tipo de ruído, entre os quais:

- ❖ Utilização de uma fibra adicional sem cintilador junto à fibra sensível para fazer a subtração do ruído [66-68]. É um método que dobra o tamanho do componente sensível. Em doses com grandes gradientes, como

é o caso da braquiterapia de *HDR*, a diferença de ruído entre as duas é grande, originando um potencial erro, não sendo a mais apropriada.

- ❖ O segundo método pauta pela discriminação da luz de *Cherenkov* da luz de cintilação através do fenómeno de dependência temporal. A emissão de *Cherenkov* é um processo imediato, enquanto a cintilação tem um atraso. A eficácia deste método já foi investigada e comprovada em radiação pulsada, no entanto este método não pode ser utilizado em radiação contínua [69].
- ❖ O terceiro método toma vantagem da diferença espectral entre a luz de cintilação e o ruído [63, 64]. É utilizado um filtro ótico para remover a luz de *Cherenkov* (e a fluorescência), no entanto a utilização deste filtro provoca uma redução no sinal (não aconselhável para braquiterapia, no entanto em radioterapia por feixe externo é um bom método). Uma variante deste método pauta-se pela utilização de uma câmara *CCD* para medir as intensidades relativas de três comprimentos de onda diferentes [70].

Novas soluções, como guias de luz com núcleo de ar ou guia de luz dopados, têm sido sugeridas para eliminar o *stem effect* [71, 72]. Como consequência das investigações já realizadas, o *stem effect* começa a não ser um fator limitativo nos dosímetros baseados em fibra ótica.

### 3.2.4 Detetores de Fotões - *MPPC*

A quantificação da luz de cintilação através de dispositivos (detetores) contadores de fotões permite determinar a dose especificamente no local onde se encontra o cintilador. O *PMT* (tubo fotomultiplicador) é um dispositivo que serve para o efeito (contar fotões), no entanto apresenta várias desvantagens que podem ser minimizadas através de detetores de fotões do estado sólido. A investigação destes novos dispositivos foi assim um impulsionador de uma nova tecnologia do estado sólido que trouxe melhorias substâncias relativamente aos *PMTs*. Estes novos detetores do estado sólido baseiam-se na operação de um díodo perto da zona de rutura. Nesta zona o díodo pode trabalhar em dois modos distintos, dependendo se a tensão de polarização inversa encontra-se abaixo ou acima da tensão de rutura. [73]

No primeiro caso, o dispositivo é denominado de fotodíodo de avalanche (*APD*) e cada fotão absorvido (através de um processo de ionização) cria, em média, um número  $M$  de pares eletrões-buracos. Este modo de operação é linear, uma vez que o número de portadores de carga é proporcional (por um fator  $M$ ) ao número de fotões absorvidos [73]. No segundo caso, referimo-nos ao dispositivo como um *APD* em modo *Geiger*. Neste tipo de condição (de polarização), o campo elétrico é suficientemente grande para que um único portador injetado na região de depleção provoque uma avalanche autossustentável [73].

Os primeiros trabalhos (pioneiros) envolvendo a tecnologia descrita remontam aos anos 60 através de *McIntyre* e *Haitz* [74, 75]. Nessa altura e no início dos anos 70 os díodos de avalanche em modo linear e em modo *Geiger* eram um campo de investigação experimental e teórico bastante ativo. Em 1972 foi patenteado um novo tipo de detetor (do estado sólido) de fotão único que precedeu outros trabalhos [73]. O desempenho dos primeiros detetores operando em modo *Geiger*, com uma tensão de polarização superior à tensão de rutura, não era o melhor, mas a despeito do facto, foi possível observar a detecção de fotões únicos. O desenvolvimento da tecnologia proporcionou a criação de um novo díodo de avalanche de fotão único (*SPAD*) e da estrutura *SLIK*<sup>TM</sup> produzida por *Perkin-Elmer* [73]. A extinção da rutura em avalanche nos dispositivos era feita passivamente, tornando estes dispositivos lentos (taxa de contagem menor que 100 kHz). Apenas após o desenvolvimento de circuitos de extinção ativos foram alcançadas altas taxas de contagem de mais de 1 MHz e um tempo morto reduzido [76]. Em 1999 *Radiation Monitoring Devices Inc.* desenvolveu uma matriz de *APDs* com a capacidade de detecção de fotão único. Este dispositivo operava em modo *Geiger* e tinha um circuito ativo de extinção por cada *APD* [77]. Já mais recentemente (1990) um novo fotodetector de avalanche baseado na estrutura de metal-resistência-semicondutor (*MRS-APD*) foi desenvolvido [78, 79]. Consequentemente e através da divisão da estrutura *MRS* em várias células

[illegible]

Em 2006 foi apresentado por *K. Yamamoto* um novo contador de fótons denominado *Multi-Pixel Photon Counter (MPPC)*, ver *Figura 3.2* [82]. O princípio de funcionamento de um *MPPC* pode ser discriminado a uma estrutura simples (*Figura 3.2*) que combina um *APD* em modo *Geiger* com uma resistência (*quenching resistance*). O modo *Geiger* é obtido através da aplicação de uma polarização inversa (ou tensão de operação  $V_{op}$ ) maior que a tensão de rutura  $V_{br}$ . Neste modo, a incidência de um fóton pode, com uma certa probabilidade, criar um par elétron-buraco. A carga resultante é multiplicada através de uma avalanche de alto ganho ( $10^6$ ) que, por sua vez, cria um impulso de saída mensurável (ver *Figura 3.3*). A quantidade de carga do impulso pode ser calculada através da *Equação 3.15*, onde  $C$  refere-se à capacidade de um *APD* [82].

Diagrama de um sistema de leitura de uma matriz de MPPCs. À esquerda, um esquema de uma matriz de MPPCs com resistências e APDs em modo Geiger. No centro, um gráfico da corrente  $I$  versus a carga, mostrando as regiões de Modo Linear, Modo Geiger, Quenching, Ligado e Desca, com pontos  $V_{br}$  e  $V_{op}$ . À direita, um osciloscópio mostrando o sinal de saída com labels para Crosstalk, 3 p.e., 2 p.e., 1 p.e., e Afterpulses.

A operação básica de cada estrutura (célula) pode ser explicada em três modos, carga, descarga e extinção (*Figura 3.3*). Numa primeira fase, e assumindo que o díodo tem um elemento capacitivo, a capacidade da célula é carregada através da tensão de operação e mantém-se contante até ser atingida por um fóton. O fóton incidente provoca um processo de avalanche que, por sua vez, descarrega o elemento capacitivo. A resistência limita a recarga do APD, assim quando a tensão de operação iguala a tensão de rutura (descarga) a célula é novamente carregada e está apta a detetar outro fóton.



Colocando todas as células ligadas em paralelo numa matriz (saídas ligadas a um único eletrodo) obtém-se a estrutura do *MPPC* (*Figura 3.3*). Deste modo, cada célula pode detetar, simultaneamente, um fóton e provocar um impulso que é proporcional (em amplitude) ao número de células ativadas [82].

Assim, estes novos dispositivos (incluindo o *MPPC*) são candidatos que têm substituído os *PMTs* em várias aplicações, apresentando (relativamente) várias vantagens [68, 73]: insensibilidade a campos magnéticos (até 15 T) robustez; compactação; tensão de operação reduzida (menor que 100 V); vida útil prolongada; baixo consumo (menor que  $50 \mu W \cdot mm^{-2}$ ); pequena sensibilidade a partículas carregadas que atravessam o dispositivo; tolerância à luz acidental; e facilidade de comunicação entre o dispositivo e um circuito eletrónico de leitura.

Para um melhor entendimento do *MPPC*, de seguida são descritas algumas das suas características óticas e elétricas.

**Eficiência de Detecção de Fótons (*PDE*):** A eficiência de detecção de fótons é a percentagem detetada dos fótons incidentes na área de um *MPPC*. Esta é dada pela *Equação 3.16*, onde  $\eta$  é a eficiência quântica,  $F_g$  o fator de preenchimento e  $P_a$  é a probabilidade combinada de eletrões e buracos provocarem uma avalanche. Uma vez que  $\eta$  é função do comprimento de onda e  $P_a$  é função da tensão de polarização, *PDE* depende do comprimento de onda e da tensão de polarização [83].

$$(3.16) \quad PDE = \eta F_g P_a$$

**Gama dinâmica:** Um fotodetector ideal produz um sinal que é proporcionalmente linear a toda a gama de intensidade de luz. Esta propriedade é referida como linearidade e é altamente desejável em fotodetectores, mas nunca é alcançada para toda a gama. O ruído intrínseco limita o menor nível de luz detetável, ao passo que, uma variedade de fenómenos que são únicos no detetor causam comportamentos não lineares e, eventualmente, a sua saturação. A *Equação 3.17* permite saber (aproximadamente) qual o número de fótons que podem ser detetados ( $N_f$ ), num *MPPC* com  $N_{pixels}$  pixéis e  $N_\lambda$  fótons [84].

$$(3.17) \quad N_f = N_{pixels} \left( 1 - e^{-\frac{N_\lambda \cdot PDE}{N_{pixels}}} \right)$$

**Caraterísticas Temporais:** O intervalo de tempo entre o instante em que o fóton atinge o fotodetector e o instante em que o fotodetector produz um sinal é chamado de tempo de resposta única (*SRT – Single Response Time*). No caso de um fotodetector ideal, repetidas incidências de fótons resultaria em valores idênticos de *SRT*. Num detetor não ideal, os valores de *SRT* diferem. Este facto implica um limite na capacidade do detetor para resolver em tempo eventos distintos. A resolução temporal de um fóton único (*SPTR – Single Photon Timing Resolution*) é uma medida da dispersão dos valores de *SRT* e é uma das caraterísticas mais importantes de um detetor. A sua origem tem várias razões: os locais exatos onde os fótons incidem criam pares eletrões-buracos que diferem devido à natureza estocástica do efeito fotoelétrico; os tempos de deriva de portadores de carga a partir dos pontos de sua criação até à região de avalanche são diferentes, mesmo se forem criados no mesmo local (os portadores podem ter velocidades iniciais diferentes e o seu espalhamento também pode ser diferente); as avalanches podem ser provocadas através de outros fenómenos e as contantes de tempo de cada *pixel* variam devido às pequenas diferenças do material que são constituídas. A importância dos fatores mencionados que afetam o *SPTR* também podem depender de quantidades, tais como a tensão de polarização, o comprimento de onda da luz, a temperatura, o número e tamanho dos pixéis [85].

As caraterísticas de desempenho de um *MPPC* também são de extrema importância para que este consiga responder de um modo desejável e sem afetar a medição. Seguidamente são descritas algumas destas caraterísticas.

**Ruído no Escuro:** Uma avalanche pode ser provocada por um fóton que chegue ou através da geração de portadores livres. O último, produz contagens (ruído) no escuro com uma taxa desde 100 kHz até alguns MHz por cada  $mm^2$  a  $25^\circ C$  (e um *threshold* equivalente a metade da amplitude do sinal referente a um fóton). Por cada decréscimo de  $8^\circ C$  a quantidade deste tipo de ruído é reduzido a metade. Além desta solução para diminuir o ruído, também através

da diminuição da tensão de polarização é possível obter um ganho menor e por consequente um ruído menor. Adicionalmente, as contagens no escuro podem ser reduzidas através da redução do número de centros de geração-recombinação, de impurezas e defeitos no cristal [80, 86].

**Cross-Talk Ótico:** Em cada avalanche existe, em média, 3 fótons com uma energia de 1.14 eV, que são emitidos por cada  $10^5$  portadores. Quanto estes fótons atravessam a célula vizinha podem provocar uma avalanche e assim provocar um novo impulso que se sobrepõe ao já criado [80, 87, 88]. Uma vez que a emissão dos fótons é isotrópica, este tipo de evento tem uma pequena probabilidade de acontecer. Além disso, parte dos fótons são absorvidos no *pixel* que os criou. Sulcos entre células (isolador ótico) e tensões de polarização baixas (baixo ganho) podem reduzir o *cross-talk*.

**Afterpulsing:** Os *afterpulses* ocorrem quando se forma uma avalanche secundária num *pixel* que se encontra a recuperar de uma avalanche primária. A avalanche secundária deve-se à libertação de eletrões que estavam presos após a avalanche primária ter tido lugar. Os *afterpulses* com um atraso curto contribuem pouco (as células não se encontram totalmente recarregadas), mas têm um efeito no tempo de recuperação.

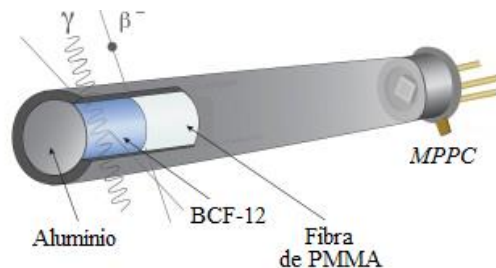
**Dependência com a Temperatura:** Num ambiente com temperatura constante, a sobretensão aplicada a um *MPPC* determina as suas características operacionais, tais como o ganho e *PDE*. Uma vez que a temperatura é um parâmetro importante que afeta as características optoeletrónicas da junção *pn*, tais como a largura da região de depleção, a tensão de rutura, a resistividade, entre outras, a operação de um *MPPC* irá ser significativamente afetada por este parâmetro. Assim, a temperatura é um fator que tem de ser tomado em consideração [83].

## Capítulo 4

### Desenvolvimento e Caracterização do Dosímetro Protótipo

#### 4.1 Conceito

Esta dissertação incidiu no estudo de um dosímetro protótipo baseado em fibras óticas cintilantes com vista à sua aplicação/adequação em braquiterapia, nomeadamente em braquiterapia *HDR* para o cancro da próstata. Deste modo, pretende-se caracterizar um dispositivo baseado em três componentes principais (*Figura 4.1*): um cintilador (permite converter a radiação em luz visível); um guia de luz (como o próprio nome indica, permite guiar a luz que foi anteriormente produzida pelo cintilador); e um *MPPC* (permite detetar a luz recebida pelo cintilador).



**Figura 4.1** – Ilustração artística da ponta de prova do dosímetro protótipo. Esta consiste numa fibra cintilante *BCF-12* (o alumínio serve para aumentar a eficiência) acoplada a uma fibra de *PMMA* que por sua vez transporta o sinal de cintilação para o *MPPC* [23].

**Cintilador:** Constituído por uma fibra cintilante (*BCF-12*, da companhia *SGC*) com 1 mm de diâmetro (5 mm de comprimento) que emite na região do azul com um pico máximo nos 435 nm. Esta fibra tem um núcleo de poliestireno, um índice de refração de 1,60, uma abertura numérica de 0,58 e está revestida por *PMMA* (com índice de refração de 1,49) [89, 90].

**Guia de Luz:** Fibra da companhia *Agilent Technologies* com núcleo de *PMMA* e com 0,5 e 1 mm de diâmetro (3 m de comprimento). Esta fibra tem um núcleo com índice de refração de 1,49, uma bainha com índice de refração de 1,42, uma abertura numérica de 0,47 e uma atenuação de 0,19 dB/m [91].

**MPPC:** Detetor de luz produzido por *Hamamatsu Photonics* tipo *S10362-11-050P* (área de 1 mm<sup>2</sup>), com um ganho de  $7,0 \times 10^5$  e um ruído no escuro de 104 kHz (com um threshold correspondente a metade da amplitude do sinal de uma única célula) para uma tensão de operação de 73,12 V [92].

O dosímetro (*Figura 4.2*), e uma vez que será utilizado como protótipo, foi dividido em vários blocos (*Figura 4.3*) com o objetivo de possibilitar uma futura melhoria nas funções do dosímetro como um todo. Cada bloco tem uma função própria e quando juntos permitem o controlo funcional do dosímetro. Os quatro blocos essenciais no dosímetro são os seguintes: bloco de tensão (fornece a tensão ao *MPPC* permitindo a sua polarização); o bloco de leitura (contém o *MPPC*), com uma saída em corrente (ou tensão através de conversão) e outra em impulso, ou seja, permite a sua leitura em corrente e em impulso; o bloco amplificador (permite a amplificação do sinal, para que este possa ser mensurável); e o bloco lógico (permite, após amplificação, converter os impulsos produzidos pelo *MPPC* num sinal digital). Adicionalmente, o dosímetro é dotado de um microcontrolador que permite, além de gerir os vários aspetos do dosímetro, realizar a comunicação entre o dosímetro e um computador. Para cada um dos blocos, à exceção do bloco amplificador, foi desenvolvida uma *GUI* (interface gráfica do utilizador, ver *Figura 4.4*) que permitisse o controlo de todo o dosímetro a nível individual (bloco a bloco) e em conjunto. Para o bloco de tensão foi desenvolvida uma interface que permitisse o controlo interno da tensão de operação do *MPPC*. Relativamente ao bloco de leitura foi desenvolvido um programa que permite o controlo exterior da tensão de operação e a leitura de corrente do *MPPC*. Por último, e para o bloco lógico, foi desenvolvido um programa que, além de controlar o *threshold* e *stretch* dos impulsos analógicos (e digitais) do *MPPC*, permite a medição do número de impulsos por segundo.

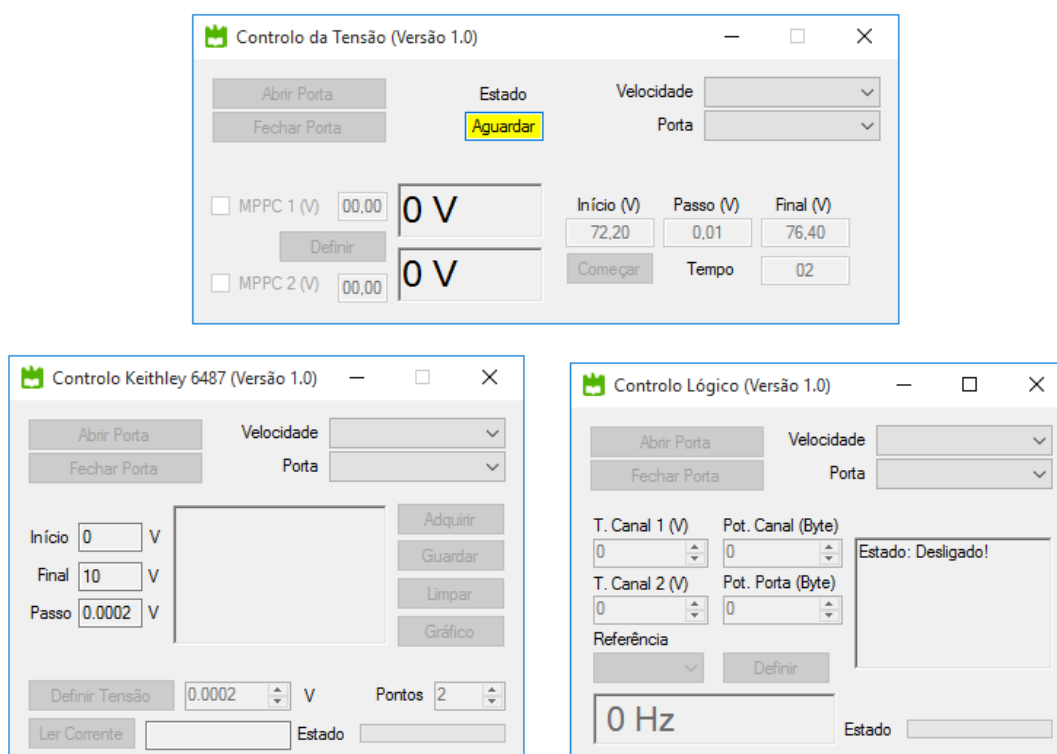


**Figura 4.2** – Fotografias do dosímetro protótipo desenvolvido. A – Entrada (alternativa) de polarização; B – Saída do sinal (corrente); C – Saída em tensão; D – Entrada da fibra ótica; E – Microcontrolador; F – Bloco de tensão; G – Bloco de leitura (os blocos amplificador e lógico podem ser sobrepostos a este através de espaçadores); H – Espaço para mais blocos; I – Entrada de tensão (microcontrolador); J – Entrada *USB*; K – Guia de luz; L – Posição do cintilador.

Como mencionado anteriormente, os blocos de leitura, de amplificação e lógico permitem a utilização do dosímetro em várias modalidades e a medição do sinal de saída de vários modos. Assim, com o dosímetro apresentado é possível medir o sinal de saída do *MPPC* como corrente (através de um eletrômetro/picoamperímetro), tensão (através de um *ADC*/multímetro), impulso analógico (através de um *ADC*/osciloscópio) e impulso digital (com um microcontrolador/contador). É objetivo desta dissertação avaliar o modo de corrente para regimes de *HDR*, deste modo dá-se mais relevância à utilização do dosímetro em modo corrente (ou tensão), no entanto o modo impulso digital e analógico também é brevemente abordado. Nas secções seguintes é analisado o dosímetro protótipo e são caracterizados os principais componentes que o constituem.



**Figura 4.3** – Esquema dos vários blocos do dosímetro protótipo.



**Figura 4.4** – Cima: Interface visual do programa “Controlo da Tensão” destinado ao controlo da tensão de polarização de dois *MPPCs*/canais distintos. Baixo Esquerda: Interface visual do programa “Controlo Keithley 6487” que permite o controlo do picoamperímetro *Keithley® 6487* à distância (leitura de corrente e fonte de tensão). Baixo Direita: Interface visual do programa “Controlo Lógico” que permite medir o número de impulsos por segundo e controlar o *threshold* e *stretch* destes.

## 4.2 Microcontrolador

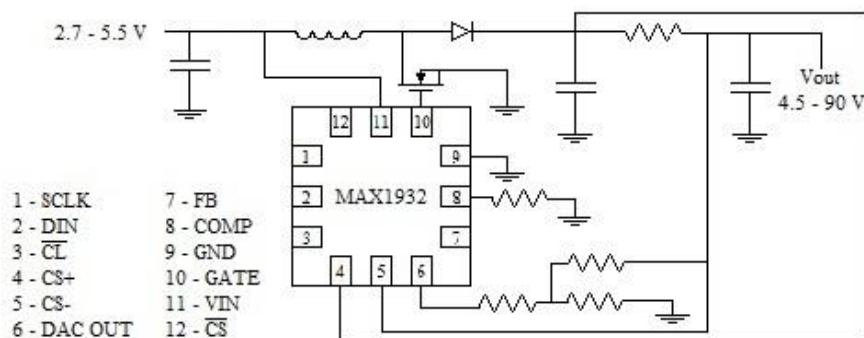
O microcontrolador é um componente essencial do dosímetro. É ele que permite o controlo do bloco de tensão (polarização do *MPPC*) e verificar a que temperatura se encontra o dosímetro (*MPPC*). Adicionalmente, através de comunicação serie é possível comunicar com um computador em ambos os sentidos (enviar e receber informação). Um microcontrolador constituído por uma unidade central de processamento, geralmente menos

complexa do que as presentes no microprocessador encontra-se associado (ligado internamente) a memórias (voláteis e não voláteis) e vários tipos de periféricos (*e.g.*, portas digitais/analógicas) que se encontram compactados todos no mesmo circuito integrado. Há literalmente centenas, talvez milhares, de microcontroladores no mercado [93]. Nesta dissertação e no dosímetro protótipo utilizou-se o microcontrolador *ATmega328P* da companhia ATMEL® (*Arduino® UNO r3*) com 14 pinos de saída/entrada digital (6 dos quais com *PWM*), 6 pinos de entrada analógica, 32 kB de memória Flash, 2 kB de *SRAM*, 1 kB de *EEPROM* e um *clock* de 16 MHz [94].

### 4.3 Bloco de Tensão

Um dos fatores que influencia o ganho do *MPPC* é a diferença de potencial aplicada a este. Neste sentido, para que o *MPPC* consiga ser polarizado e, por sua vez, ter um ganho considerável ( $g \sim 10^6$ ) é necessário um dispositivo que produza uma diferença de potencial adequada. Adicionalmente, e uma vez que o ganho varia com a tensão aplicada, é essencial que este dispositivo consiga variar a diferença de potencial consoante as necessidades. Uma das vantagens de utilizar um dispositivo mutável (no que diz respeito à tensão) consiste na possibilidade de correção do ganho (leia-se tensão) com a variação da temperatura. Este é um dos métodos propostos na literatura para conseguir um ganho constante com a variação da temperatura [95-99].

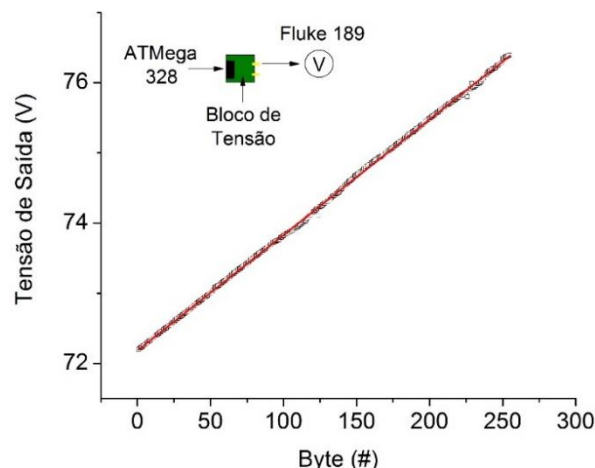
Uma das soluções adotadas para este problema culminou na construção de um bloco de tensão (*Figura 4.5*). Este, dotado com um *digital-to-analog converter* (*DAC*), permite, juntamente com o microcontrolador, controlar a diferença de potencial aplicada ao *MPPC*. O bloco de tensão é assim composto por dois *DACs* (dois canais), *MAX1932* (com uma precisão de 0,5%, tensão de saída entre 4,95 e 90 V, e uma pequena tensão de *ripple*, 1 mV), que permitem em simultâneo controlar a tensão de dois *MPPCs* [107]. Este dispositivo com possíveis aplicações em vários campos é especialmente útil para díodos de avalanche. Um *DAC* é um dispositivo eletrónico capaz de converter um valor digital num valor analógico. Requerem uma fonte externa ou interna de grande exatidão e estabilidade.



**Figura 4.5** – Esquerda: imagem ilustrativa do encapsulamento do chip, onde são identificados os vários pinos e circuito típico do *DAC* utilizado para o desenvolvimento do bloco de tensão (foram utilizados dois canais). Direita: fotografia do bloco de tensão (circuito impresso com uma área de  $5,00 \pm 0,05 \text{ cm}^2$ ) [100].

De modo a ter uma grande gama de tensões, foi projetado um circuito com base na *datasheet* do *MAX1932* (*Figura 4.5*) que permite variar a tensão desde 72,2 V até 76,4 V. Uma vez que o *DAC* considerado é de apenas 8 *bits*, faz com que exista uma limitação nos valores de tensão (resolução) que se pode obter para cada conjunto de 8 *bits*. Assim é importante verificar quais as tensões de saída que se podem obter com esta configuração. Com este objetivo, e utilizando o microcontrolador (juntamente com o computador), o bloco de tensão e um multímetro, foram determinadas as tensões possíveis para cada conjunto de 8 *bits*. Da *Figura 4.6* (e valores associados) chega-se a conclusão que a resolução em tensão é de 16,5 mV (ou seja 16,5 mV são adicionados aos 72,2 V por cada *bit*), no entanto esta resolução pode ser reduzida se reduzirmos a gama de tensões em que estamos a trabalhar. Uma conclusão distinta a que se pode chegar está associada ao facto de existir uma ligeira flutuação da tensão quando

nos aproximamos do limite superior de tensão, no entanto o comportamento do bloco de tensão é bastante linear, e assim excelente para fornecer a tensão de polarização ao *MPPC*.



**Figura 4.6** – Variação da saída de tensão com o número de byte enviado pelo DAC. Fazendo um ajuste linear aos pontos do gráfico chega-se à seguinte função  $V_s = 0,0165 * Byte + 72,18 V$  ( $Adj. r^2 = 0,9997$ ). Através do declive chega-se a conclusão que a resolução é de 16,5 mV.

## 4.4 Bloco de Leitura

O bloco de leitura é fundamental na arquitetura do dosímetro. É ele que alberga o *MPPC* e fornece a saída de corrente (ou tensão) e impulso. À entrada do bloco (e antes do *MPPC*) existe um componente que permite realizar o espelho da corrente com uma certa proporção, ou seja, a corrente que é fornecida ao *MPPC* é replicada neste componente com uma determinada proporção e pode ser utilizada para outros fins (e.g., conversão em tensão). A leitura do *MPPC*, no bloco de leitura (*Figura 4.7*) pode ser realizada de vários modos, e, dependendo do objetivo, pode-se escolher qual o modo mais apropriado. Neste bloco testou-se dois espelhos de corrente diferentes: *DS3920* e *MAX4007* [101, 102].

### Caraterísticas do *DS3920* [101]:

- Tensão de operação varia entre os 2,97 V e 76 V;
- Razão de 5:1 (divide a corrente por 5);
- Deteta correntes de 250 nA até 2 mA;
- Resposta rápida (50 ns);
- Exatidão menor que 5%.

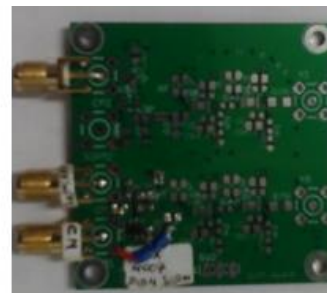
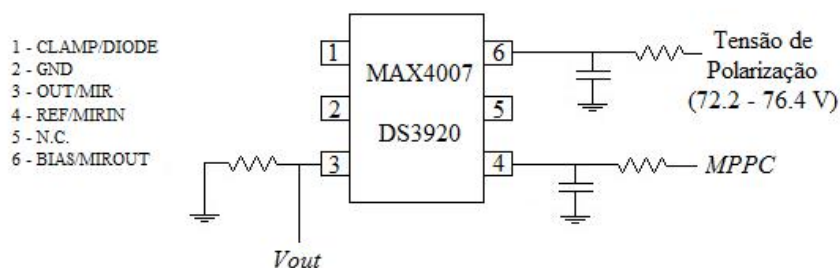
### Caraterísticas do *MAX4007* [102]:

- Tensão de operação varia entre 2,7 V e 76 V;
- Razão de 10:1 (divide a corrente por 10);
- Deteta correntes de 250 nA até 2.5 mA com 5% de exatidão e de 10 nA até 10 mA com 10% de exatidão;

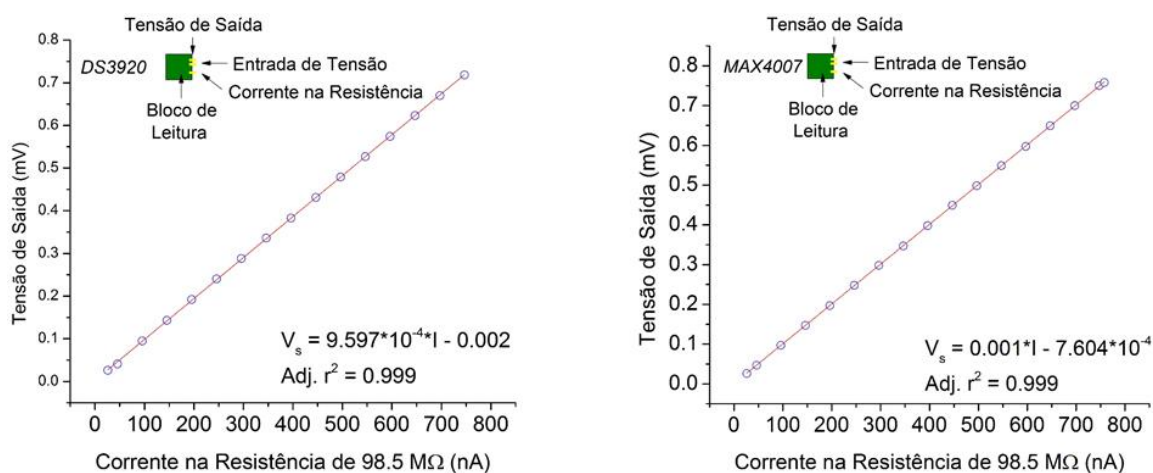
Os espelhos de corrente *MAX4007* e *DS3920* são muito semelhantes e podem partilhar o mesmo circuito (ver *Figura 4.7*). Com o objetivo de estudar o comportamento de ambos os *current mirrors* foi desenvolvido um circuito semelhante ao da *Figura 4.7* e, em substituição do *MPPC*, utilizou-se uma resistência de 98,5 MΩ. Para ler a corrente e fornecer a tensão ao circuito utilizou-se o picoamperímetro *Keithley® 6487*. Mediu-se a corrente e tensão de saída em função da tensão de entrada (fonte de alimentação) e os dados obtidos encontram-se representados na *Figura 4.8* para os componentes *DS3920* (à esquerda) e *MAX4007* (à direita). Em ambos os casos verifica-se que, para valores de tensão baixos, o erro de leitura é superior a 10%, no entanto à medida que se aumenta a tensão o erro na região de interesse para esta dissertação situa-se abaixo dos 2% (relativamente aos valores teóricos). Este erro deve-se essencialmente a um *offset* de tensão que por sua vez é provocado através da queda de tensão nos componentes (este *offset* encontra-se ilustrado na *Figura 4.9*). Após análise detalhada de ambos os componentes chegou-se a conclusão que *DS3920* é o espelho de corrente com melhor desempenho (com uma



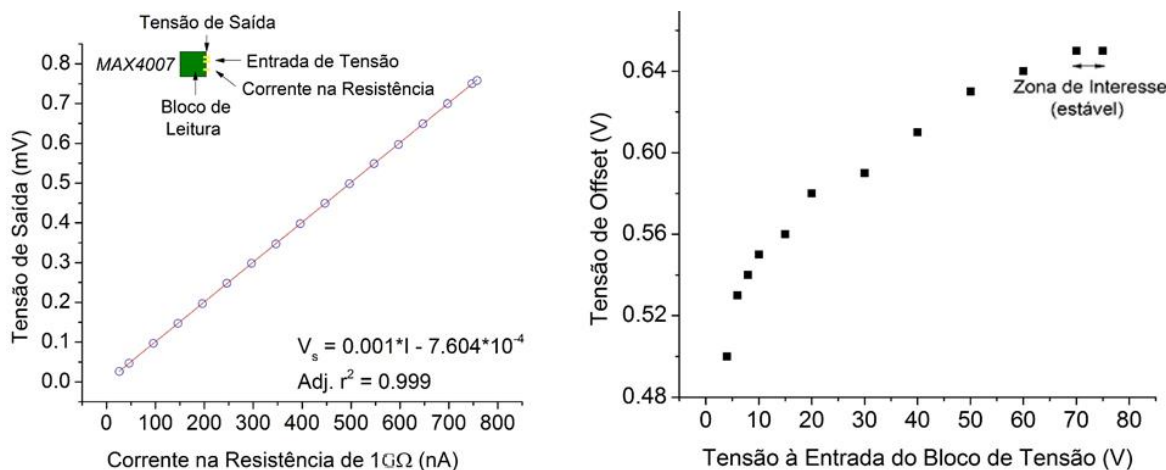
melhor exatidão e resposta mais rápida). Adicionalmente foi testado o *DS3920* com uma resistência de 1 GΩ e observou-se que a resposta em tensão tinha uma sensibilidade de aproximadamente 1 nA (*Figura 4.9*).



**Figura 4.7** – Esquerda: circuito típico dos espelhos de corrente utilizados para o desenvolvimento do bloco de leitura. Direita: fotografia do bloco de leitura (circuito impresso com uma área de  $5,00 \pm 0,05 \text{ cm}^2$ ) [98, 99].



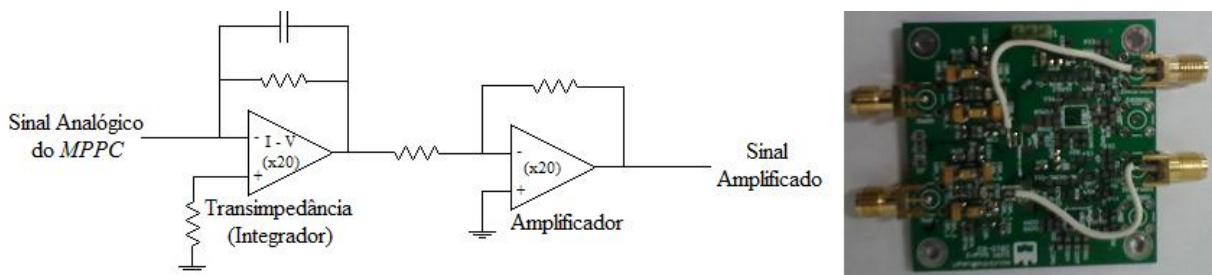
**Figura 4.8** – Esquerda: corrente ( $I$ ) na resistência (98,5 MΩ) em função da tensão de saída ( $V_s$ ) para o espelho de corrente *DS3920*. Direita: corrente na resistência (98,5 MΩ) em função da tensão de saída para o espelho de corrente *MAX4007*. A diferença de potencial aplicada e a corrente foram lidas com o picoamperímetro *Keithley 6485*. A tensão foi medida com o multímetro *Fluke 189*.



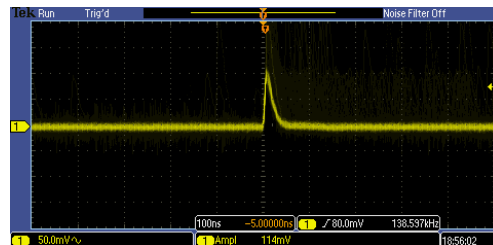
**Figura 4.9** – Esquerda: corrente ( $I$ ) na resistência (1 GΩ) em função da tensão de saída ( $V_s$ ) para o current mirror *DS3920*. Direita: estudo do *offset* (entre a tensão de entrada e a tensão de polarização) criado pela atuação do espelho de corrente.

## 4.5 Bloco Amplificador

Os impulsos produzidos pelo *MPPC*, mesmo com um ganho considerável, continuam a ser muito pequenos para serem medidos. Deste modo o bloco amplificador (ver *Figura 4.10*) vem colmatar este problema através do uso de amplificadores operacionais (*OpAmps*). A resposta do *MPPC* é uma corrente reduzida. De um modo geral, esta corrente pode ser convertida e amplificada com recurso a um amplificador de transimpedância (conversão de corrente em tensão) [103, 104]. O esquema do circuito de amplificação encontra-se representado na *Figura 4.10*. Depois da conversão da corrente em tensão (amplificador de transimpedância) é utilizado um segundo *OpAmp* (amplificador operacional) para o ganho. Na *Figura 4.11* pode-se observar uma fotografia do sinal do *MPPC* utilizando o bloco amplificador medido através do osciloscópio *Tektronix DPO2024*. Os valores dos componentes referentes ao amplificador de transimpedância definem o tempo de integração e serão condicionantes da forma do sinal. Estes componentes têm de ser otimizados, uma vez que a sua má aplicação pode levar à ocorrência de efeitos indesejados, tais como tempos de decaimento do sinal inadequados, saturação do sinal, ruído, diferença de impedâncias, entre outros.



**Figura 4.10** – Esquerda: o esquema típico utilizado no bloco amplificador (o primeiro *OpAmp* é de transimpedância, enquanto o segundo é de ganho). Direita: uma fotografia do bloco amplificador com dois canais permitindo a leitura de dois *MPPCs*.



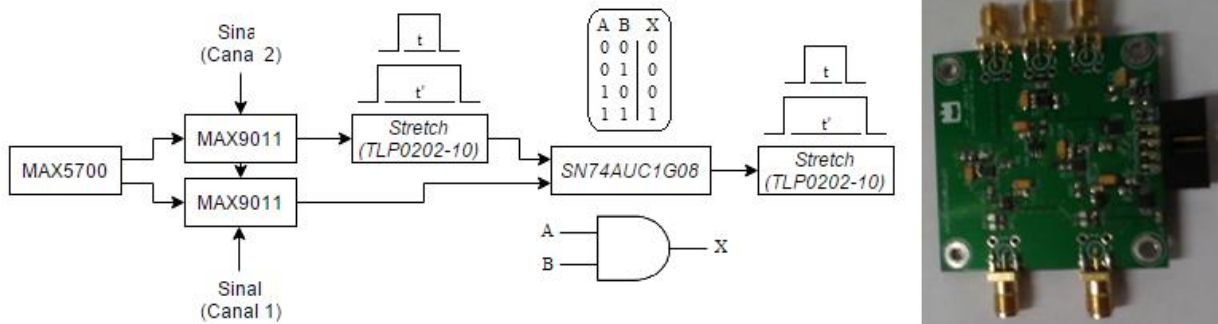
**Figura 4.11** – Sinal do *MPPC* após ser processado pelo bloco amplificador (tempo de subida de ~10 ns e descida de ~40 ns).

## 4.6 Bloco Lógico

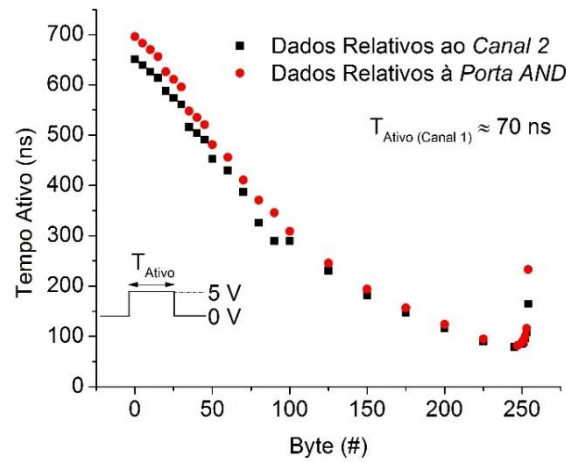
O bloco lógico (*Figura 4.12*) permite transformar os impulsos analógicos produzidos pelo *MPPC* em impulsos digitais e adicionalmente realizar um *stretch* (alongamento no tempo) sobre estes. Para tal são essenciais dois componentes, um *DAC* (*MAX5700*) e um comparador (*MAX9011*) [105, 106]. Este último é um dispositivo que se ativa (passa do valor lógico 0, 0 V, para o valor lógico 1, 5 V) quando um sinal de entrada sobe acima da referência (tensão de *threshold*). Uma vez que o sinal do *MPPC* é da ordem das dezenas de ns é essencial que o comparador seja suficientemente rápido de modo a dar uma resposta adequada. O bloco lógico é assim constituído por dois comparadores que podem operar em modo coincidência, uma vez que ambos estão ligados a uma porta *AND* (*SN74AUC1G08*) [107]. O *stretch* é feito por um condensador e um potenciômetro digital (*TLP0202-10*) que pode ser controlado através de *software* [108]. É possível realizar um *stretch* ao sinal de um dos dois comparadores



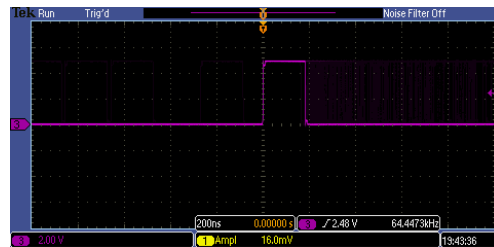
(dois canais) utilizados no bloco lógico (o outro tem um tempo fixo) e a porta lógica *AND*. Os valores temporais correspondentes ao *stretch* para cada uma das possibilidades encontram-se explanados na *Figura 4.13*.



**Figura 4.12** – Esquerda: esquema típico do circuito utilizado para o bloco lógico. Direita: fotografia do bloco lógico. Da esquerda para a direita e de baixo para cima, entrada do canal 1, entrada do canal 2, saída lógica do comparador do canal 2, saída lógica da porta *AND*, saída lógica do comparador do canal 1.



**Figure 4.13** – Tempo lógico ativo em função do byte aplicado. Do gráfico conclui-se que existe uma grande variedade de *stretches* que podem ser aplicados. O tempo ativo do canal 1 é fixo e é de aproximadamente 70 ns.



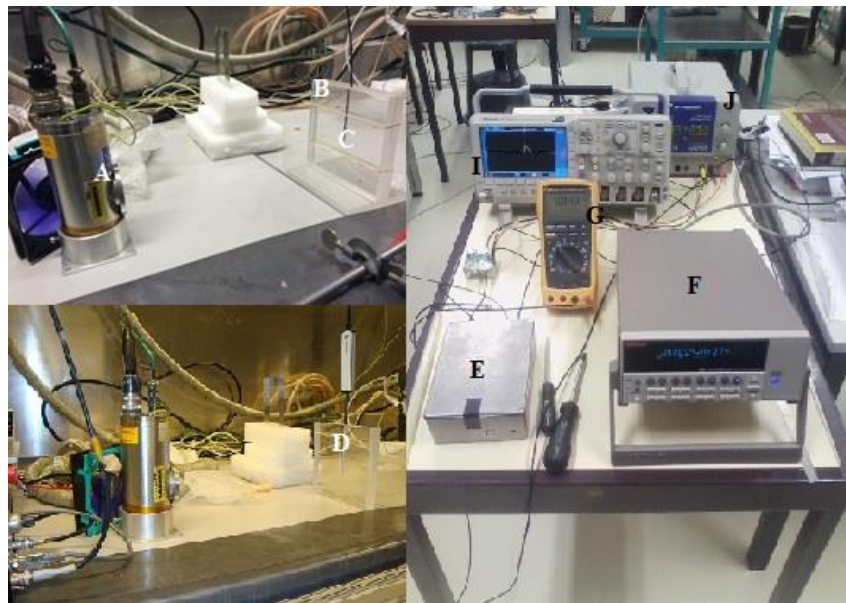
**Figura 4.14** – Sinal do *MPPC* após ser processado pelo bloco amplificador (tempo ativo ~180 ns). O *threshold* é menor que a amplitude correspondente a um sinal provocado por um fóton. O sinal visível corresponde a uma contagem no escuro do *MPPC*.

Após o sinal ser processado pelo bloco lógico obtém-se um sinal digital que pode ser visualizado na *Figura 4.14*. Como verificado, o tempo que o sinal encontra-se com o valor lógico 1 (tensão de 5 V) num dos canais depende do *stretch* aplicado. Este bloco é particularmente interessante quando se quer obter grandes sensibilidades de sinais que têm ruído de fundo. O facto de operar em modo coincidência permite excluir parte deste ruído em relação ao sinal, ou seja, aumenta a razão sinal ruído.

### 5.1 Testes de Laboratório

Para os testes de laboratório foram utilizadas três configurações, o dosímetro protótipo sem fibra ótica e cintilador (para avaliação da corrente no escuro), o dosímetro protótipo com fibra ótica (3 m de comprimento e 1 mm de diâmetro ou 0,5 mm de diâmetro) sem cintilador e com cintilador (5 mm de comprimento e 1 mm de diâmetro ou 0,5 mm de diâmetro). As dimensões do cintilador são importantes, uma vez que estas propriedades estão relacionadas com a resolução em posição e sensibilidade do dosímetro. Na *Figura 5.1* pode-se observar os vários instrumentos e dispositivos utilizados nos testes propostos para esta secção. Adicionalmente, é possível verificar o esquema típico utilizado para todas as medidas. Além do dosímetro protótipo são utilizados os seguintes instrumentos /materiais principais:

- ❖ Tubo de raios X (*Jupiter 5000 Series* da *Oxford Instruments®*) para realizar a irradiação;
- ❖ Multímetro (*Fluke® 189*) para medir a saída em tensão do dosímetro protótipo;
- ❖ Osciloscópio (*Tektronix® DPO2024*) para analisar o sinal (impulsos) do *MPPC*;
- ❖ Picoamperímetro (*Keithley® 6487*) para determinar a corrente produzida pelo *MPPC*;
- ❖ Fantoma de *PMMA* (simulador de corpo);
- ❖ Dosímetro comercial com câmara de ionização (*Raysafe™ Xi*) para estudos comparativos;
- ❖ Fonte de tensão (*BK Precision® 1672*) para alimentar o bloco de amplificação e o bloco lógico;
- ❖ Termómetro.

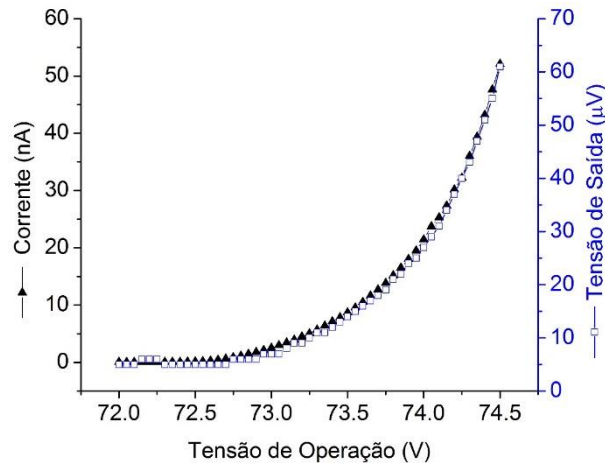


**Figura 5.1** – Aparato experimental para estudar o comportamento do dosímetro em modo corrente e impulso. A – Tubo de raios X; B – Fantoma de *PMMA*; C – Parte sensível do dosímetro protótipo; D – Câmara de ionização; E – Dosímetro protótipo; F – Picoamperímetro; G – Multímetro; I – Osciloscópio; J – Fonte de tensão (necessária para o bloco de amplificação e lógico).

Na maioria dos casos as medições foram realizadas para 100 pontos (durante 5 segundos) com o objetivo de evitar flutuações. Contudo, durante as medições há sempre flutuações no sinal produzido na fibra cintilante (e coletado pelo *MPPC*) uma vez que estamos a medir pequenas intensidades e os próprios instrumentos podem sofrer de algumas instabilidades (*e.g.*, tubo de raios *X*). De forma a tornar mais fácil a leitura desta secção, define-se  $T$  como temperatura,  $V_T$  a diferença de potencial aplicada ao tubo de raios *X*,  $I$  a corrente no *MPPC*,  $I_T$  a corrente aplicada ao tubo de raios *X*,  $d$  a distância entre o tubo de raios *X* e os volumes sensíveis dos detetores, e  $V_{Op}$  a tensão de operação do *MPPC*.

### 5.1.1 Corrente no Escuro

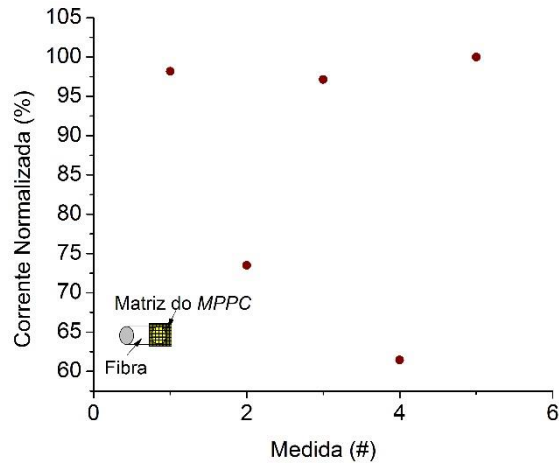
A corrente no escuro é a corrente do *MPPC* quando este se encontra a trabalhar no escuro, ou seja, quando não recebe nenhum fóton (dosímetro protótipo sem a fibra e o cintilador). Esta corrente de fundo é importante, uma vez que limita o valor da dose mínima que pode ser medida. Para um melhor entendimento da corrente no escuro dos *MPPCs* mediu-se a curva *I-V* do *MPPC* nestas condições. O resultado encontra-se explanado na *Figura 5.2*, onde foi acrescentada a conversão da corrente em tensão. Através da sua análise chega-se à conclusão que a corrente no escuro aumenta exponencialmente com a tensão de polarização. Existe uma alta correlação entre a corrente do *MPPC* e a conversão desta em tensão (tensão de saída), onde se verifica (e quando normalizado) uma diferença máxima de 2%. Este último facto é um indicador do bom funcionamento do espelho de corrente *DS3920* como conversor de corrente em tensão. Note-se que os valores das correntes praticadas são muito baixos, o que torna a conversão de corrente em tensão mais instável.



**Figura 5.2** – Variação da corrente (tensão de saída) com a tensão de polarização no *MPPC*. É possível verificar que a corrente no escuro aumenta exponencialmente com a tensão de polarização. Medições realizadas com  $T = 24,00 \pm 0,05$  °C.

### 5.1.2 Acoplamento da Fibra

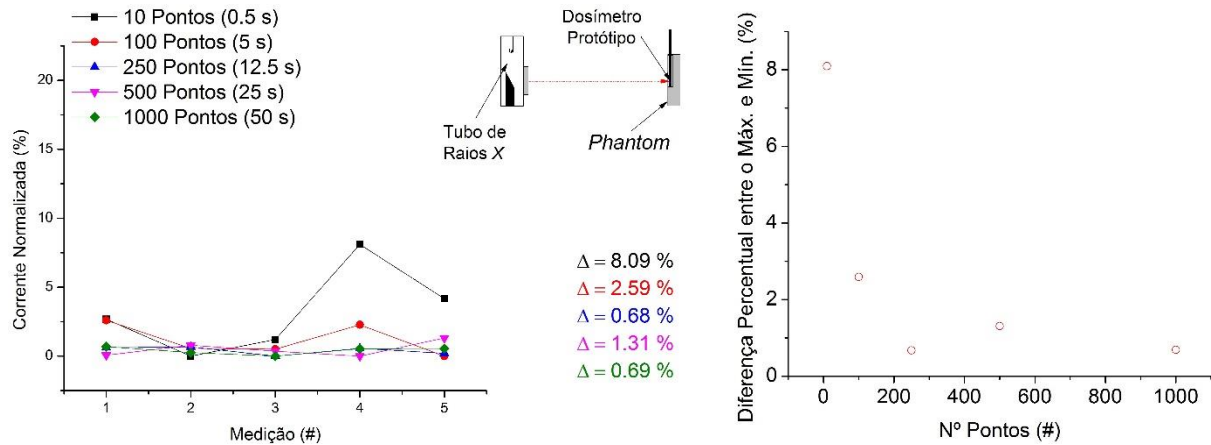
Uma das grandes desvantagens deste tipo de dosímetros é o acoplamento da fibra. Neste sentido, e uma vez que o dosímetro é sujeito a acoplação da fibra (de forma manual), cada vez que é retirada ou inserida uma nova ponta de prova é importante ter conhecimento empírico de como o acoplamento pode afetar a medida. Deste modo foram realizados 5 procedimentos consecutivos iguais e a corrente foi medida aquando da irradiação do cintilador com raios *X*. Na *Figura 5.3* encontram-se os resultados obtidos, onde se verifica que, para baixas energias e relativamente ao ruído, o acoplamento manual é um mecanismo que poderá afetar as medidas e é necessário ter em atenção (erro máximo de 38,55%). A melhor solução para este caso, e a despeito da eficiência de acoplamento, é a utilização de uma fibra fixa. A variação do acoplamento neste estudo deve-se essencialmente ao *offset* lateral [109].



**Figura 5.3** – Teste ao acoplamento da fibra, onde se verifica que a corrente tem uma variação máxima de 38,55 % aquando da retirada e inserção da fibra. Medições realizadas com os seguintes parâmetros:  $T = 24,00 \pm 0,05$  °C;  $V_T = 30,0 \pm 0,1$  kV, e  $I_T = 500 \pm 1$   $\mu$ A;  $d = 35,00 \pm 0,05$  cm;  $V_{Op} = 73,95 \pm 0,01$  V.

### 5.1.3 Reprodutibilidade dos Valores

Uma vez que o *MPPC* é um componente do dosímetro que está sujeito a várias flutuações no que diz respeito à sua resposta (devido, por exemplo, ao *cross-talk* e *afterpulses*) torna-se essencial entender como estas podem afetar o comportamento global do dosímetro.



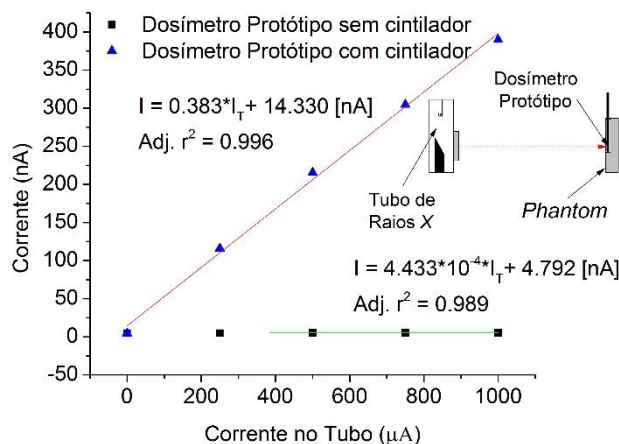
**Figura 5.4** – Esquerda: corrente em função de várias medidas, normalizada para diferentes tempos de medição (integração). Direita: erro máximo percentual das medidas para diferentes tempos de medição. Nota-se uma diminuição da variação relativa com o aumento do tempo, no entanto a partir dos 100 pontos essa diminuição não é significativa. Medições realizadas com os seguintes parâmetros:  $T = 23,80 \pm 0,05$  °C;  $V_T = 30,0 \pm 0,1$  kV;  $I_T = 500 \pm 1$   $\mu$ A;  $d = 35,00 \pm 0,05$  cm; e  $V_{Op} = 73,95 \pm 0,01$  V.

Um modo de verificar a reprodutibilidade é através da realização de várias medidas de corrente (uma vez que o dosímetro está configurado para modo corrente) para as mesmas condições. Deste modo, foram realizadas várias medidas para vários tempos de medição e para uma determinada irradiação do cintilador. Os resultados obtidos encontram-se na *Figura 5.4*. Facilmente se verifica que quanto maior for o tempo de aquisição (integração) maior será a razão sinal-ruído, e consequentemente menor será a variação obtida para um mesmo valor. Contudo, a partir de 100 pontos a redução da variação não justifica o aumento de tempo de aquisição. Note-se que a partir dos 250 pontos o erro de reprodutibilidade desce abaixo de 1%, o que faz do dosímetro protótipo um excelente

instrumento neste contexto. Contudo é necessário diminuir o tempo de aquisição, uma vez que se quer em dosimetria *in vivo* um dosímetro que seja o mais rápido possível (medição da dose em tempo real).

#### 5.1.4 Caraterização do *Stem Effect*

A análise do *stem effect* da fibra ótica (*Avago*) foi realizada com a exposição desta, com e sem cintilador, à radiação cedida por um tubo de raio *X*. Os resultados encontram-se explanados na *Figura 5.5*. Através dos dados obtidos verifica-se que este efeito é muito pouco significativo (aproximadamente de 0,1%) para energias relativamente baixas. Uma vez, que a energia de um fóton *X* não é suficientemente elevada para produzir luz de *Cherenkov*, pode-se afirmar que a maioria do ruído (devido à radiação) na fibra deve-se ao efeito de fluorescência na própria fibra.

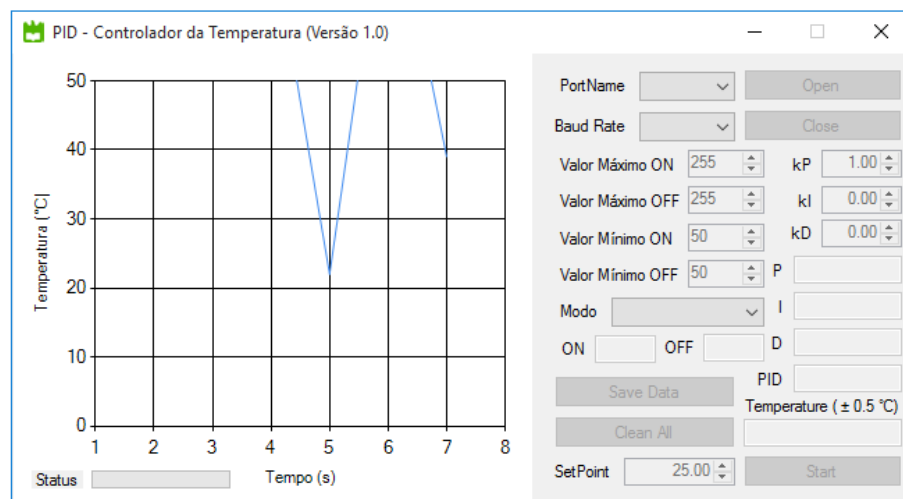


**Figura 5.5** – Caraterização do *stem effect* para baixas energias. Medições realizadas com os seguintes parâmetros:  $T = 24,05 \pm 0,05$  °C;  $V_T = 30,0 \pm 0,1$  kV;  $I_T = 500 \pm 1$  μA;  $d = 1,00 \pm 0,05$  cm; e  $V_{op} = 73,29 \pm 0,01$  V.

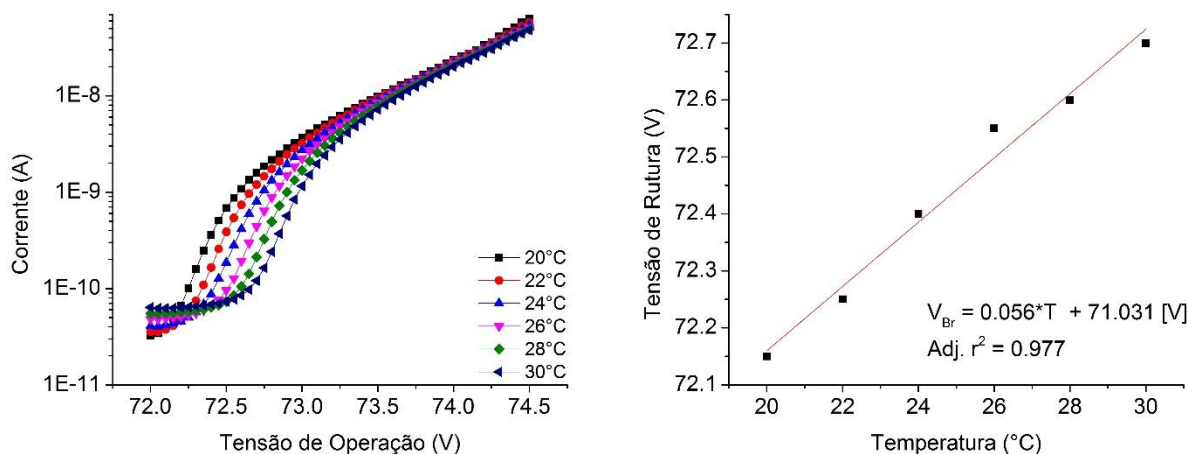
#### 5.1.5 Variação da Tensão de Rutura do *MPPC* com a Temperatura

Com o objetivo de analisar a dependência da resposta do *MPPC* com a temperatura desenvolveu-se um sistema experimental constituído por um *peltier* e um dissipador acoplado ao dosímetro protótipo. Adicionalmente foi desenvolvido um *GUI* que permite um controlo proporcional, integral e derivativo (*PID*) do *peltier*, ou seja, da temperatura (ver *Figura 5.6*). O sistema desenvolvido é capaz de alcançar temperaturas entre  $20 \pm 0,5$  °C e  $35 \pm 0,5$  °C (os limites dependem da temperatura ambiente) com oscilações menores que 0,5°C.

Posto isto, e para confirmar o bom comportamento do sistema desenvolvido (através da determinação da tensão de rutura do *MPPC*), foram obtidas várias curvas *I-V* do dosímetro protótipo para várias temperaturas (caraterização estática). Para determinar a tensão de rutura, e para cada temperatura, utilizou-se o método da segunda derivada do logaritmo da corrente, mencionado na literatura [110]. Os resultados obtidos encontram-se na *Figura 5.7*. Desta análise, conclui-se que a tensão de rutura varia 56 mV/°C, como era esperado pela *datasheet* do *MPPC* [92]. Note-se que a análise recaiu sobre a variação da tensão de rutura com a temperatura (comportamento do sistema desenvolvido) e não na determinação da tensão de rutura para cada temperatura. Esta determinação terá de ser realizada analisando o ganho do *MPPC* (caraterização dinâmica), uma vez que o método mencionado neste trabalho pode sofrer de erros sistemáticos.



**Figura 5.6** – GUI do controlador *PID* utilizado para estabilizar a temperatura do dosímetro protótipo.



**Figura 5.7** – Esquerda: curva *I-V* no escuro do *MPPC* dosímetro protótipo para várias temperaturas. Direita: tensão de rutura em função da temperatura.

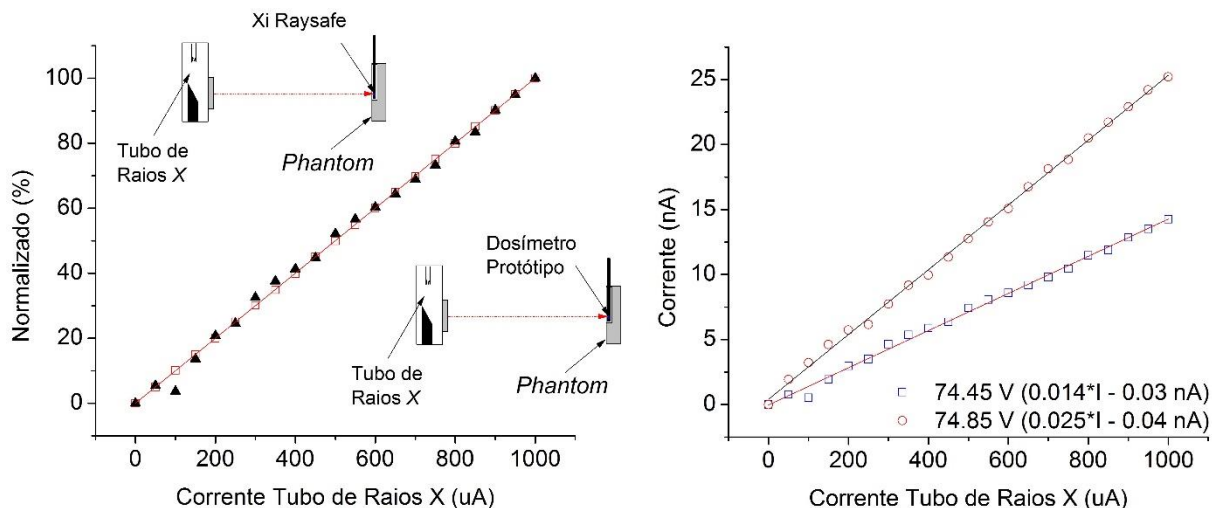
### 5.1.5 Resposta do Dosímetro em Modo Corrente

Para estudar a resposta do dosímetro em modo corrente em função da dose foi criado o aparato experimental da *Figura 5.1*. Numa primeira análise utilizou-se o dosímetro comercial *RaySafe™ Xi* para verificar a dose que o tubo de raio *X* pode ceder. Este estudo encontra-se na *Figura 5.8*, onde se verifica uma resposta bastante linear como era expectável.

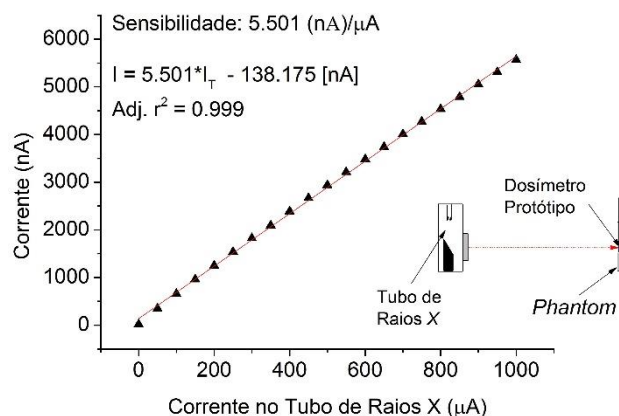
Após este estudo preliminar foram obtidos dados para polarizações diferentes (ver *Figura 5.8*), da corrente (do dosímetro protótipo) em função da dose (corrente no tubo). De maneira a confirmar a linearidade (e não saturação) para doses mais altas foi realizado um novo estudo semelhante ao anterior (ver *Figura 5.9*). Através destes estudos é possível retirar várias conclusões: o dosímetro protótipo tem uma boa resposta linear em corrente,



mesmo para elevadas tensões de polarização; quanto maior é a tensão de polarização aplicada ao dosímetro maior é a sensibilidade deste; o dosímetro protótipo funciona numa gama dinâmica bastante alargada e mantém a linearidade para doses mais elevadas.



**Figure 5.8** – Esquerda: dose em função da corrente no tubo de raios X para o dosímetro comercial (*Xi Raysafe*) e protótipo. Medições realizadas com os seguintes parâmetros:  $T = 24,00 \pm 0,05$  °C;  $V_T = 30,0 \pm 0,1$  kV;  $d = 35,00 \pm 0,05$  cm; e  $V_{Op} = 73,95 \pm 0,02$  V. Dados obtidos com o dosímetro comercial. Direita: corrente em função da taxa de dose para diferentes tensões de operação (74,45 V e 74,85 V) aplicadas ao *MPPC*.



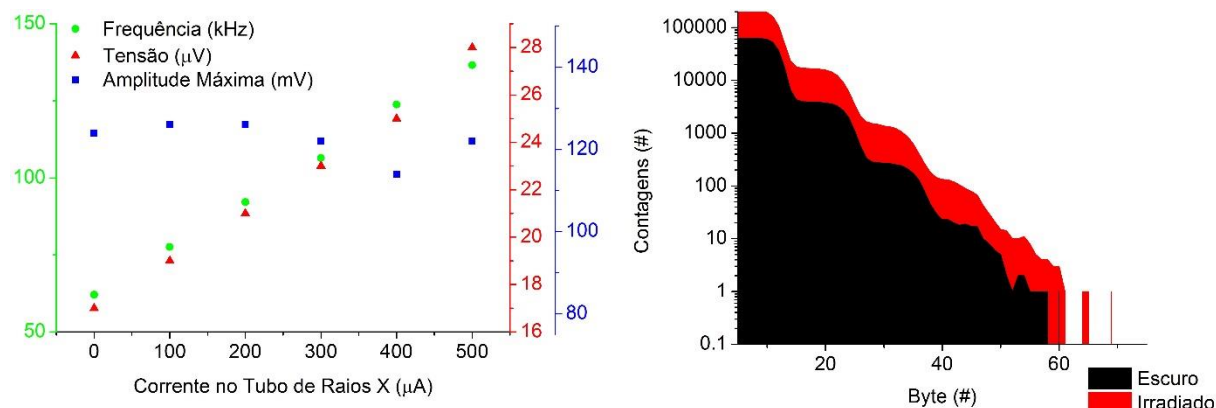
**Figura 5.9** – Corrente em função da taxa de dose (corrente no tubo de raios X). Medições realizadas com os seguintes parâmetros:  $T = 24,00 \pm 0,05$  °C;  $V_T = 50,0 \pm 0,1$  kV;  $d = 1,00 \pm 0,05$  cm; e  $V_{Op} = 73,95 \pm 0,02$  V.

### 5.1.6 Resposta do Dosímetro em Modo Impulso

Um modo alternativo de testar o funcionamento do dosímetro protótipo é em modo impulso (contagens). Utilizando o mesmo aparato experimental da *Figura 5.1* foi realizando um estudo breve do funcionamento do dosímetro protótipo em modo impulso. Numa primeira fase, estudou-se o nível do ruído e como este era afetado pelo *threshold* do comparador, onde se verificou que para níveis de *threshold* baixo existe bastante ruído, no entanto este começa a ficar estável a partir de 30 mV de *threshold*.

Analogamente aos estudos em modo corrente mediu-se o número de contagens em função da corrente no tubo de raios X (taxa de dose absorvida) através do bloco lógico/sinal digital, confirmado por impulsos analógicos

do osciloscópio (*Figura 5.10*) para um trigger de 78 mV (inferior a amplitude do sinal produzido por um único fóton no *MPPC*). É possível verificar novamente a grande linearidade com a dose (em modo impulso). Este modo de operação é importante ser analisado uma vez que é pretendido uma grande versatilidade para o dosímetro protótipo desenvolvido (que seja aplicável em braquiterapia de *LDR*, modo impulso, e *HDR*, modo corrente). Adicionalmente, realizou-se a discriminação em contagem dos picos do *MPPC* no escuro e irradiado através do varrimento do *threshold* do comparador. O resultado obtido encontra-se na *Figura 5.10*, onde é possível discriminar 5 patamares (é possível discriminar no máximo 5 células ativas em simultâneo no *MPPC*). À medida que se aumenta o *threshold* a frequência do sinal altera-se, isto porque alguns dos impulsos ficam abaixo do *threshold* e assim não são contados. Ao ser irradiado, além do número de contagens aumentar, é possível discriminar mais um patamar a ser formado.



**Figura 5.10** – Esquerda: contagens, tensão de saída e amplitude máxima em função da corrente no tubo de raios X. Os dados foram obtidos através da análise do sinal analógico do *MPPC* (no osciloscópio) e utilizando bloco lógico. Direita: contagens (no escuro e com radiação) em função da corrente no tubo de raios X para um varrimento completo do nível de trigger (*staircase*). É possível discriminar no máximo 5/6 células ativas em simultâneo. Medições realizadas com os seguintes parâmetros:  $T = 24,90 \pm 0,05$  °C;  $d = 10,00 \pm 0,05$  cm;  $V_{op} = 73,50 \pm 0,02$  V.

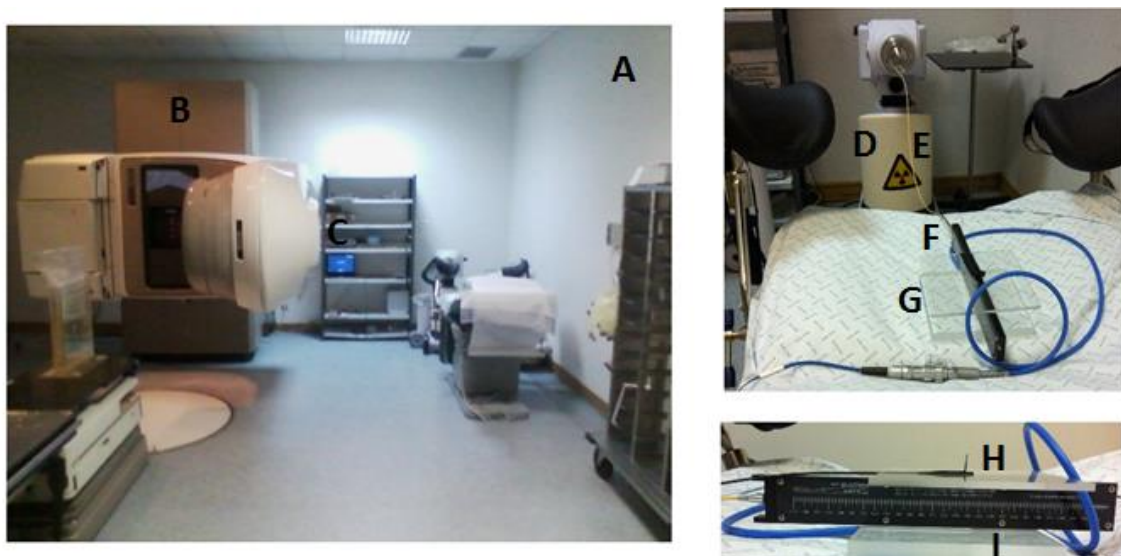
## 5.2 Testes em Ambiente Clínico

Os testes em ambiente clínico foram realizados no serviço de radioterapia do *CHUC*. Para tal, foi instalado um sistema à distância para controlo do dosímetro protótipo dentro do *bunker* (ver *Figura 5.11*) destinado aos tratamentos radioterapêuticos (incluindo braquiterapia).

O esquema típico para realizar as medições encontra-se explanado na *Figura 5.11*, onde é possível identificar os seguintes instrumentos/materiais:

- ❖ *Afterloading microSelectron®*;
- ❖ Régua de calibração (*source position check ruler microSelectron®*);
- ❖ Tudo de transferência (*111006-03 Nucletron*) em todas as experiências acoplado ao canal 3 do *afterloading*;
- ❖ Câmara de ionização (*31010 Semiflex Chamber 0,125 cm³*);
- ❖ Eletrómetro (*UNIDOS® Universal Dosemeter*);
- ❖ Fibra ótica (mais cintilador) do dosímetro protótipo (a fibra e a câmara estão alinhados);
- ❖ Fantomas de *PMMA*.

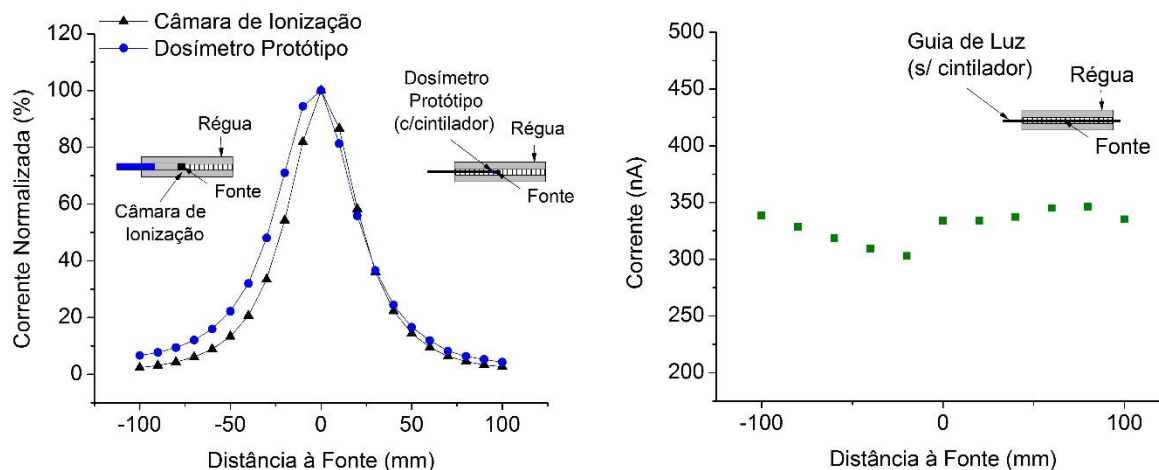




**Figura 5.11** – Aparato experimental utilizado para realização de medidas com o dosímetro protótipo e com a câmara de ionização fornecida pelo serviço de radioterapia do CHUC. A – Bunker; B – Acelerador linear; C – Computador; D – Afterloading; E – Tubo de transferência; F – Régua de calibração; G – Fantoma de PMMA; H – Ponta de prova do dosímetro protótipo; I – Câmara de Ionização.

### 5.2.1 Teste inicial ao comportamento do Dosímetro

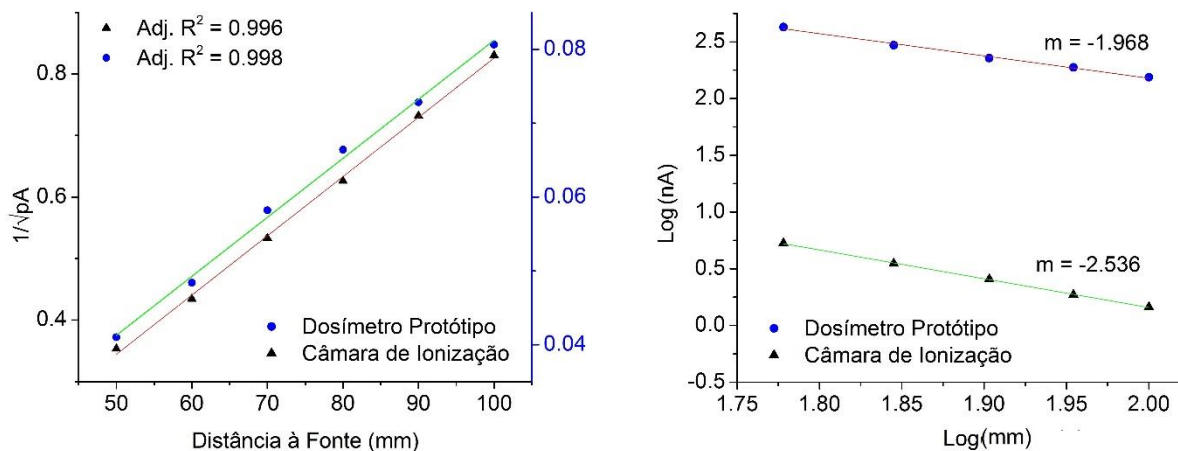
Os primeiros testes preliminares são análogos aos já realizados anteriormente em laboratório, no entanto, a dose é feita variar não com a corrente do tubo de raios X, mas com a distância à fonte (que contém uma atividade,  $A_F$  fixa, ver *Figura 5.12*).



**Figura 5.12** – Esquerda: comparação da resposta do dosímetro protótipo com a câmara de ionização. Foi medida a corrente em função da distância para ambos os casos. Fonte  $^{192}\text{Ir}$  (atividade da fonte,  $A_F = 5.04 \text{ Ci}$ ). Direita: medida de corrente em função da distância à fonte (dose) para uma fibra ótica sem cintilador e alinhada com a régua de calibração. Medições realizadas com os seguintes parâmetros:  $T = 24,05 \pm 0,05 \text{ }^\circ\text{C}$ ;  $A_F = 10,07 \text{ Ci}$ ; e  $V_{Op} = 74,45 \pm 0,02 \text{ V}$ .

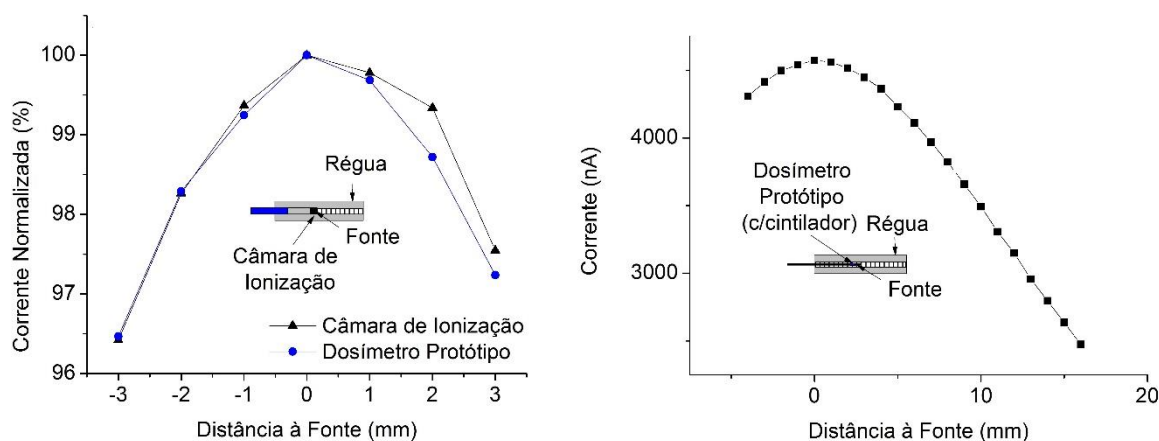
Com este primeiro estudo é possível verificar uma corrente (dose) maior que aquela obtida em laboratório, comprovando assim que estamos perante uma fonte de alta taxa de dose. É ainda possível verificar um gradiente de dose acentuado com a distância (como era de esperar no tratamento de braquiterapia, uma vez que se impõe a

lei do inverso do quadrado da distância). Os dados obtidos apresentam uma elevada correlação entre a câmara e o dosímetro protótipo (apenas existe um *offset* de fácil correção, provavelmente devido ao *stem effect* ou alinhamento). É possível testar a lei do inverso do quadrado da distância (ver *Figura 5.13*) na resposta do eletrómetro (*adj. r<sup>2</sup> = 0.996*) e do dosímetro protótipo (*adj. r<sup>2</sup> = 0.998*). Ainda nesta fase foi realizado um estudo preliminar ao *stem effect* colocando a fibra ótica sem cintilador de 1 mm em cima da régua de calibração. Ainda em relação à *Figura 5.12* os resultados obtidos permitem prever a existência da radiação de *Cherenkov*. A variação da corrente com a distância deve-se a possíveis desalinhamentos entre a fibra e a régua de calibração.



**Figura 5.13** – Verificação da lei do inverso do quadrado da distância. As distâncias foram escolhidas para um intervalo de interesse, uma vez que a fonte deveria ser o mais pontual possível para a realização desta experiência.

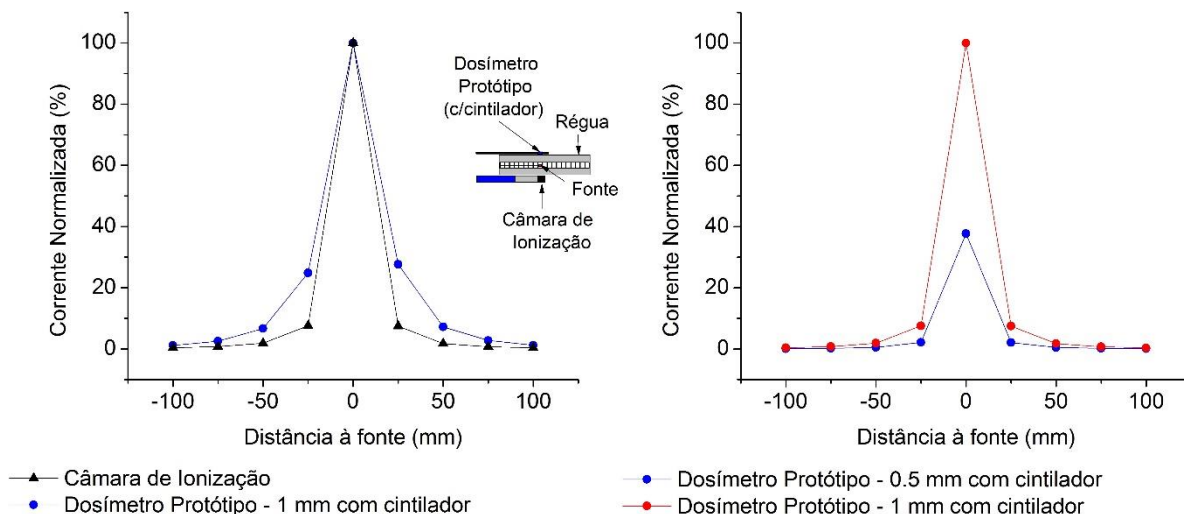
Um dosímetro em braquiterapia necessita detetar altos gradientes de dose, deste modo foi realizado uma experiência que permitiu verificar esta discriminação de gradiente para uma resolução mínima do aparelho de *afterloading microSelectron®*. Os resultados obtidos (ver *Figura 5.14*) só com o dosímetro protótipo ou em comparação com a câmara de ionização permitem concluir que o dosímetro tem uma sensibilidade que permite satisfazer a premissa mencionada.



**Figura 5.14** – Esquerda: comparação da resposta do dosímetro protótipo com a câmara de ionização (teste fino). Direita: corrente no dosímetro protótipo em função da distância à fonte. Medições realizadas com os seguintes parâmetros:  $T = 24,20 \pm 0,05$  °C;  $A_F = 5,04$  Ci; e  $V_{Op} = 73,95 \pm 0,02$  V.

Durante os trabalhos realizados para esta dissertação, a geometria da experiência foi alterada (ver esquema na *Figura 5.15*), pelo que novas medidas para a fibra de 1 mm foram realizadas. Podemos ver que esta alteração

afetou a resposta do dosímetro comparativamente à câmara de ionização. Neste caso é possível verificar uma maior sensibilidade para o dosímetro protótipo nos primeiros 2,5 cm (relativamente à câmara de ionização). A discrepância observada entre o dosímetro e a câmara de ionização poderá estar relacionada com a geometria da experiência, nomeadamente pelos diferentes volumes sensíveis (do dosímetro e da câmara de ionização).

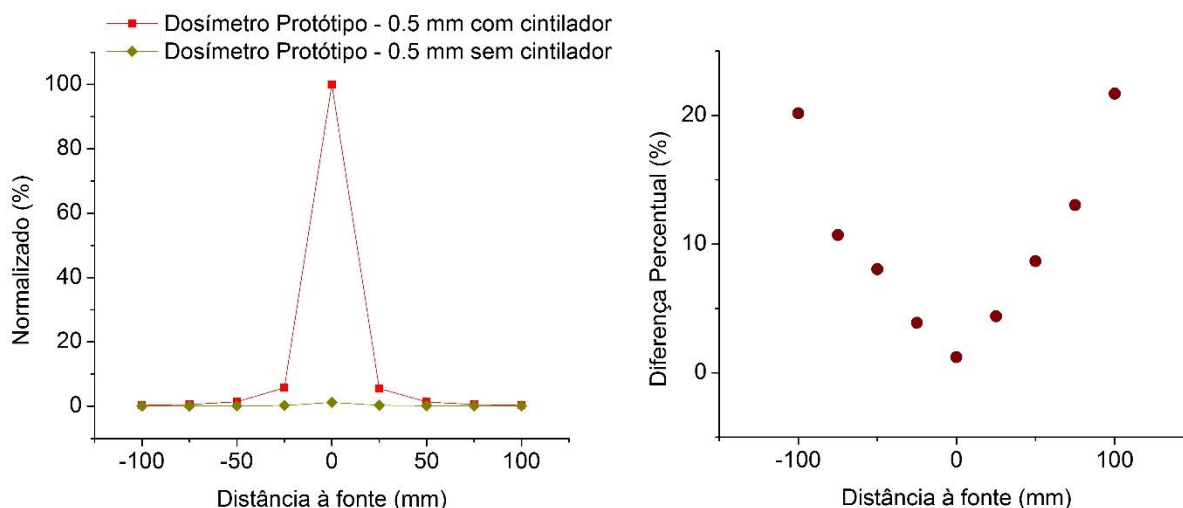


**Figura 5.15** – Esquerda: comparação da resposta do dosímetro protótipo com a câmara de ionização (corrente em função da distância para ambos os casos). Direita: gráfico normalizado do sinal de duas fibras óticas (uma com 0,5 mm e outra com 1 mm) em função da distância. Medições realizadas com os seguintes parâmetros:  $T = 24,20 \pm 0,05$  °C;  $A_F = 10,07$  Ci; e  $V_{op} = 74,00 \pm 0,02$  V.

Uma análise adicional à resposta do dosímetro foi realizada, usando diâmetros diferentes de duas pontas de prova (0,5 mm e de 1 mm). Os resultados obtidos encontram-se na Figura 5.15. Como era de esperar (devido ao menor volume, cerca de 25% do volume da fibra de 1 mm) existe uma diminuição no sinal detetado (38% da fibra de 1 mm, mas a resposta continua semelhante). Por outro lado o facto de utilizar-se uma fibra com menor diâmetro é por si só uma vantagem quando se pretende aplicar este tipo de dosímetros *in vivo*.

### 5.2.2 Caracterização do *Stem Effect*

Para caracterizar o *Stem Effect*, foi utilizada a fibra ótica de 0,5 mm de diâmetro (com e sem cintilador). Novamente foi medida a corrente (dose) em função da distância à fonte. Os valores obtidos encontram-se explanados na Figura 5.16. Através da análise da figura chega-se a conclusão que o ruído (radiação de *Cherenkov* e fluorescência) só começa a ser significativo (5% do sinal medido) quando estamos em casos extremos (distâncias maiores que 5 cm). Estes casos na braquiterapia só acontecem em situações muito específicas que não estão relacionadas com o cancro da próstata. Assim, para a aplicação a que se destina este dosímetro, o *Stem Effect* não é um problema. No entanto como trabalho futuro quer-se que este dosímetro seja bastante versátil, pelo que uma solução que permita eliminar a radiação de *Cherenkov* terá de ser aplicada posteriormente.



**Figure 5.16** – Gráfico normalizado do sinal de duas fibras óticas (com e sem cintilador) em função da distância. Verifica-se que o *stem effect* só é significativo quando a fonte de radiação encontra-se a uma distância superior a 5 cm. Medições realizadas com os seguintes parâmetros:  $T = 24,20 \pm 0,05$  °C;  $A_F = 10,07$  Ci; e  $V_{Op} = 74,00 \pm 0,02$  V.

## Capítulo 6

### Conclusão e Trabalho Futuro

#### 6.1 Conclusão

O interesse pela utilização de dosímetros baseados em cintiladores de plástico tem vindo a aumentar ao longo dos anos, devido às suas vantagens quando comparados com outros dosímetros. Este interesse culminou no desenvolvimento de um novo dosímetro baseado em fibras óticas para baixas taxas de dose, nomeadamente para aplicações tais como dosimetria *in vivo* no tratamento do cancro da próstata em braquiterapia.

O trabalho desenvolvido para esta dissertação teve como principal objetivo o estudo deste dosímetro para uma modalidade diferente, braquiterapia de elevadas taxas de dose. O dosímetro constituía-se por três componentes principais: um cintilador (*BCF-12, Saint Gobain Crystals*), um fotomultiplicador do estado sólido da companhia *Hamamatsu Photonics* denominado *MPPC (Multi-Pixel Photon Counter)* e um guia de luz (*PMMA, Avago*). Adicionalmente, foi necessário estudar outros aspetos diretamente relacionados com o dosímetro, constituintes e aplicações.

O dosímetro protótipo é composto por vários blocos que foram caracterizados. O bloco de tensão fornece a tensão de operação ao *MPPC*, tensão essa que pode variar entre 72,2 V e 76,4 V com uma resolução de 16,5 mV. Este resultado mostra que é possível controlar ativamente o ganho do *MPPC* (com sensibilidades menores que 1°C) através do bloco de tensão, uma vez que se encontra abaixo do valor obtido para a tensão de rutura 56 mV/°C. O bloco de leitura permite ler o *MPPC* em dois modos, impulso ou corrente (ou tensão através de conversão). Para tal utiliza um espelho de corrente. Foram analisados dois dispositivos deste tipo, *MAX4007* e *DS3920*. Chegou-se a conclusão que *DS3920* com sensibilidade de 1 nA que apresentava o melhor desempenho e que ambos exibiam um *offset* de tensão para diferentes tensões aplicadas (a tensão de operação do *MPPC* sofria um deslocamento). O bloco amplificador constituído por amplificadores operacionais torna o sinal do *MPPC* passível de ser lido em

modo impulso (analógico). Adicionando o bloco lógico, a leitura em modo impulso (digital) através de um microcontrolador é possível

Ao longo desta dissertação foram apresentados os dados relativos à caracterização do dosímetro como um todo em ambiente de laboratório e clínico. Nesta análise, o dosímetro protótipo mostrou uma alta linearidade para uma ampla gama de doses, assim como uma sensibilidade ( $\mu\text{Gy}$ ) semelhante à de uma câmara de ionização, tornando-o adequado para braquiterapia de elevada taxa de dose.

Em ambiente de laboratório verificou-se que a corrente no escuro, e como era de esperar, variava exponencialmente com a tensão de polarização. Adicionalmente foi comprovado numa primeira fase o bom funcionamento do bloco de leitura como conversor de corrente em tensão (correlação entre os dados de 98%). O acoplamento manual entre o guia de luz e o *MPPC* foi analisado. Chegou-se a conclusão que um acoplamento inadequado pode provocar erros entre medidas de 38%, no entanto se este se mantiver apresenta resultados satisfatórios (reprodutibilidade com variações abaixo dos 3%). Ainda em ambiente de laboratório foi caracterizado o *stem effect* para baixas taxas de dose (devido essencialmente à fluorescência). Este apresentou valores muito pouco significativos (0.1% do sinal medido). Por último foi verificado o bom comportamento do dosímetro protótipo em modo corrente e impulso.

Os testes em ambiente clínico foram realizados no Centro Hospitalar da Universidade de Coimbra. Os testes preliminares permitiram demonstrar o bom comportamento do dosímetro protótipo em braquiterapia de elevada taxa de dose. Adicionalmente foi analisado o *stem effect* para uma ponta de prova com 0.5 mm de diâmetro. Este estudo permitiu concluir que a contribuição do *stem effect* para o sinal medido é menor que 1% (ou 5% para distâncias até 25 mm).

Assim, chega-se a conclusão final que a grande versatilidade e facilidade de utilização deste dosímetro permite a sua aplicação em várias modalidades de radioterapia e com várias vantagens em relação aos dosímetros mais convencionais, tornando-o essencialmente interessante para dosimetria *in vivo*.

## 6.2 Trabalho Futuro

Em relação ao trabalho futuro, várias são as propostas que foram apresentadas ao longo desta dissertação. Uma delas prende-se com a dependência da temperatura do *MPPC* e sua caracterização. Neste caso, os primeiros passos já começaram a ser dados através do desenvolvimento de um controlo proporcional integral derivativo (*PID*) que permite variar a temperatura entre 20.0°C e 35.0°C com uma oscilação menor que 0.5°C. Adicionalmente, o dosímetro já se encontra preparado para realizar o controlo ativo do ganho do *MPPC* com a temperatura. O desenvolvimento de um *ADC* (e de um *peak detector*) capaz de caracterizar o sinal do *MPPC* com um número de pontos razoáveis é um trabalho complementar que permite uma melhor caracterização, nomeadamente no que diz respeito à dependência da resposta do *MPPC* com a temperatura. Novamente, trabalhos preliminares têm sido realizados, no entanto apenas se conseguiu alcançar velocidades de 1MSPS (e deteção de impulsos com cerca de 1  $\mu\text{s}$  de largura). Um estudo mais aprofundado nesta área é necessário.

A caracterização (*e.g.*, dependência angular, dependência com a temperatura, dano sofrido pela radiação, entre outras) comparativa do *BCF-12* com outro tipo de cintiladores que possam melhorar o comportamento do dosímetro seria importante realizar. O acoplamento entre os vários sistemas é também um aspeto que pode sofrer melhorias. Um sistema mecânico otimizado que permita a utilização de diferentes pontas de prova sem grandes erros constitui-se, por si só, como uma vantagem.

É ainda necessário desenvolver um método que permita reduzir o *stem effect*, a fim de capacitar o dosímetro para outras modalidades radioterapêuticas (*e.g.*, feixe de radiação externo). Posto isto, e otimizando o dosímetro para braquiterapia de *LDR* e *HDR* (através de estudos *in vitro*), a caracterização do comportamento do dosímetro para um feixe de radiação externo seria o próximo passo. Por último, um estudo (global) *in vivo* do dosímetro seria um passo extremamente importante.

# Referências

- [1] Faiz M. Khan (2003). *The Physics of Radiation Therapy*, 3<sup>rd</sup> Ed. Lippincott Williams & Wilkins, Philadelphia.
- [2] D. Baltas, L. Sakelliou, N. Zamboglou (2007). *The Physics of Modern Brachytherapy for Oncology*. Taylor & Francis Group, Boca Raton, Florida.
- [3] Gupta V. K. (1995). Brachytherapy – Past, Present and Future. *J. of Med. Phys.*, **20**, 31-38.
- [4] Elekta. Tratamento com Braquiterapia. <http://aboutbrachytherapy.com/en/cancer-types/prostate-cancer/brachytherapy-treatment>
- [5] Simba. Brachytherapy. [http://www.simballc.org/brachy\\_therapy.html](http://www.simballc.org/brachy_therapy.html)
- [6] Elekta (2014). *microSelectron® Digital: Brachytherapy Afterloading Platform*.
- [7] Paterson R. (1963). *The Treatment of Malignant Disease by Radiotherapy*. Williams & Wilkins, Baltimore, Maryland.
- [8] International Commission on Radiation Units and Measurements (1985). Dose and Volume Specification for Reporting Intracavitary Therapy in Gynecology. *ICRU Report 38*, Bethesda.
- [9] Alfredo P. (2008). Pulsed Dose Rate Brachytherapy. *Clin. Transl. Oncol*, **10**, 324 – 333.
- [10] Pam Cherry, Angela M. Duxbury (2009). *Practical Radiotherapy – Physics and Equipment*. Blackwell Publishing Ltd., Singapore.
- [11] Jack L. M. Venselaar, Dimos Baltas, Ali S. Meigooni, Peter J. Hoskin (2013). *Comprehensive Brachytherapy – Physical and Clinical Aspects*. Taylor & Francis Group, Boca Raton.
- [12] Heyman J. (1929). The Technique in the Treatment of Cancer Uteri at Rádium-Hemmet. *Acta. Radiol*. **10**, 49.
- [13] J. Lambert, D. R. McKenzie, S. Law, N. Suchowerska (2006). A Plastic Scintillation Dosimeter for High Dose Rate Brachytherapy. *Phys. Med. Biol*, **51**, 5505 – 5516.
- [14] F. Therriault-Proulx, T.M. Briere, F. Mourtada, S. Aubin, S. Beddar, L. Beaulieu (2011). A Phantom Study of an Vivo Dosimetry System using Plastic Scintillation Detectors for Real-Time Verification of Ir-192 HDR Brachytherapy. *Med. Phys*, **38**, 2542-2551.
- [15] T. Nose, M. Koizumi, K. Yoshida, K. Nishiyama, J. Sasaki, T. Ohnishi, D. Peiffert (2005). In Vivo Dosimetry of High-Dose-Rate Brachytherapy: Study on 61 Head-and-Neck Cancer Patients Using Radiophotoluminescence Glass Dosimeter. *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys*, **61**, 945 – 953.
- [16] T. Nose, M. Koizumi, K. Yoshida, K. Nishiyama, J. Sasaki, T. Ohnishi, T. Kozuka, K. Gomi, M. Oguchi, I. Sumida, Y. Takahashi, A. Ito, T. Yamashita (2008). In Vivo Dosimetry of High-Dose-Rate Interstitial Brachytherapy in the Pelvic Region: Use of a Radiophotoluminescence Glass Dosimeter for Measurement of 1004 Points in 66 Patients with Pelvic Malignancy. *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys*, **70**, 626 – 633.
- [17] E. L. Seymour, S. J. Downes, G. B. Fogarty, M. A. Izard, and P. Metcalfe (2011). In Vivo Real-Time Dosimetric Verification in High Dose Rate Prostate Brachytherapy. *Med. Phys*, **38**, 4785 – 4794.
- [18] C. Waldhäusl, A. Wambersie, R. Potter, and D. Georg (2005). In-Vivo Dosimetry for Gynaecological Brachytherapy: Physical and Clinical Considerations. *Radioth. Oncol*, **77**, 310 – 317.
- [19] J. Lambert, T. Nakano, S. Law, J. Elsey, D. R. McKenzie, and N. Suchowerska (2007). In Vivo Dosimeters for HDR Brachytherapy: A Comparison of a Diamond Detector, MOSFET, TLD, and Scintillation Detector. *Med. Phys*, **34**, 1759 – 1765.
- [20] W. Toye, R. Das, T. Kron, R. Franich, P. Johnston, and G. Duchesne (2009). An In Vivo Investigative Protocol for HDR Prostate Brachytherapy Using Urethral and Rectal Thermoluminescence Dosimetry,” *Radioth. Oncol*, **91**, 243 – 248.
- [21] L. Moutinho (2010). “Desenvolvimento de um Dosímetro Gama para Braquiterapia”. Dissertação de Mestrado para obtenção do grau de Mestre em Materiais e Dispositivos Biomédicos pela Universidade de Aveiro.
- [22] L. Moutinho, L. Peralta, I. F. Castro, J. Veloso (2012). 210 Scintillating Optical Fiber Dosimeter for Low Dose Rate. *Radioth. Oncol*, **102**, 105.
- [23] L. Moutinho, I. F. Castro, L. Peralta, M. C. Abreu, J. Veloso (2014). Development of a Scintillating Optical Fiber Dosimeter with Silicon Photomultipliers. *Nucl. Instr. Meth. Phys*, **735**, 640-643.
- [24] L. Moutinho, I.F. Castro, L. Peralta, M. C. Abreu, J. Veloso (2015). Brachytherapy Dosimeter with Silicon Photomultipliers. *Nucl. Instr. Meth. Phys*, **787**, 358-360.
- [25] Philip Mayles, Alan Nahum, Jean-Claude Rosenwald (2007). *Handbook of Radiotherapy Physics – Theory and Practice*. Taylor & Francis Group, United States of American.
- [26] SI units of Ionization Radiation. Bureau International des Poids et Mesures. <http://www.bipm.org/en/measurement-units/history-si/radioactivity/>
- [27] William. R. Hendee, E. Russell Ritenour (2002). *Medical Imaging Physics*, 4<sup>th</sup> Ed. Wiley-Liss, New York.
- [28] David S. Chang, Foster D. Lasley, Indra J. Das, Marc S. Mendonca, Joseph R. Dynlacht (2014). *Basic Radiotherapy Physics and Biology*. Springer, Nova Iorque.
- [29] J.J. Pedroso de Lima (2009). *Técnicas de Diagnóstico com raios X – Aspectos Físicos e Biofísicos*, 2nd Ed. Imprensa da Universidade de Coimbra, Coimbra.
- [30] R.D. Evans (1955). *The Atomic Nucleus*. McGraw-Hill, New Delhi.



- [31] J.J. Pedroso de Lima *et al.* (2008). *Física em Medicina Nuclear – Termos e Aplicações*. Imprensa da Universidade de Coimbra, Coimbra.
- [32] National Institute of Standards and Technology. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>
- [33] Brent F. B. Huisman (2012). *Proton Imaging with Gridpix Detectors*. Dissertação para obtenção do grau de Mestrado de Partículas e Física Astronómica da Universidade de Amsterdão.
- [34] J. R. Greening (1981). *Fundamentals of Radiation Dosimetry*. Adam Hilger, Bristol.
- [35] ICRU (1998). Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation. ICRU Report 60, Bethesda.
- [36] Frank Herbert Attix (2004). *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim.
- [37] ICRP (1990). Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. Publication 60.
- [38] John G. Webster, Halit Eren (2014). *Measurement, Instrumentation, and Sensors Handbook*. Taylor & Francis Group, Boca Raton.
- [39] G. Kertzscher, A. Rosenfeld, S. Beddar, K. Tanderup, J. E. Cygler (2014). In Vivo Dosimetry: Trends and Prospects for Brachytherapy. *J. Radiol.*, **87**.
- [40] K. Tanderup, S. Beddar, C. E. Andersen, G. Kertzscher, J. E. Cygler (2013). In Vivo Dosimetry in Brachytherapy. *Med. Phys.*, **40**.
- [41] G. F. Knoll (2000). *Radiation Detection and Measurements*. John Wiley & Sons.
- [42] Saint Gobain Crystals (2003). Product Comparisons: Inorganic and Organic Crystals. [www.crystals.saintgobain.com](http://www.crystals.saintgobain.com)
- [43] J. B. Bricks (1964). *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. Pergamon Press, Ltd.
- [44] J. E. Turner, *Atoms, Radiation, and Radiation Protection*, 2007.
- [45] N. Suchowerska, J. Lambert, T. Nakano, S. Law, J. Elsey (2007). A Fiber Optic Dosimeter Customized for Brachytherapy. *Radiat. Meas.*, **49**, 929-932.
- [46] A. S. Beddar (2006). Plastic Scintillation Dosimetry and its Application to Radiotherapy. *Radiat. Meas.*, **41**, 124-133.
- [47] S. Buranurak, C. E. Andersen, A. R. Beierholm, L. R. Lindvold (2013). Temperature Variations as a Source of Uncertainty in Medical Fiber-Coupled Organic Plastic Scintillator Dosimetry. *Radiat. Meas.*, **56**, 307-311.
- [48] S. Beddar (2012). On Possible Temperature Dependence of Plastic Scintillator Response. *Med. Phys.*, **39**.
- [49] D. Klein, T. M. Briere, R. Kudchadker, L. Archambault, L. Beaulieu, A. Lee, et al (2012). In-Phantom Dose Verification of Prostate IMRT and VMAT Deliveries Using Plastic Scintillation Detectors. *Radiat. Meas.*, **47**, 921-929.
- [50] F. Theriault-Proulx, T. N. Brier, F. Mourtada, S. Aubin, S. Beddar, L. Beaulieu (2011). A Phantom Study of an In Vivo Dosimetry System Using Plastic Scintillation Detectors for Real-Time Verification of  $^{192}\text{Ir}$  HDR Brachytherapy. *Med. Phys.*, **38**, 2542-2551.
- [51] F. Theriault-Proulx, S. Beddar, L. Beaulieu (2013). On the Use of a Single-Fiber Multipoint Plastic Scintillation Detector for  $^{192}\text{Ir}$  HDR Brachytherapy. *Med. Phys.*, **40**.
- [52] N. Suchowerska, M. Jackson, J. Lambert, Y. B. Yin, G. Hruby, D. R. McKenzie (2011). Clinical Trials of a Urethral Dose Measurement System in Brachytherapy using Scintillation Detectors. *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.*, **79**, 609-615.
- [53] S.F. Boer, A. S. Beddar, J. A. Rawlinson (1993). Optical Filtering and Spectral Measurements of Radiation Induced-Light in Plastic Scintillation Dosimetry. *Phys. Med. Biol.*, **38**, 945-958.
- [54] Daniel E. Hyer, Ryan F. Fisher, e David E. Hintelag (2009). Characterization of Water-Equivalent Fiber-Optic Coupled Dosimeter for use in Diagnostic Radiology. *Med. Phys.*, **36**, 1711-1716.
- [55] L. Archambault, J. Arsenault, e L. Gingras, A. S. Beddar, R. Joy, L. Beaulieu (2005). Plastic Scintillating Dosimetry: Optimal Selection of Scintillation Fibers and Scintillators. *Med. Phys.*, **32**.
- [56] D. L. Chichester, S. M. Watson, J. T. Johnson (2012). Comparison of BCF-10, BCF-12, and BCF-20 Scintillating Fibers for Use in 1-Dimensional Linear Sensor. *IEEE 2012 Nuclear Science Symposium*.
- [57] Standard Imaging Inc. <http://www.standardimaging.com/exradin/exradin-scintillator/>
- [58] S. J. Klawikowski, C. Zeringue, L. S. Wootton, G. S. Ibbott, S. Beddar (2014). Preliminary Evaluation of the Dosimetric Accuracy of the In Vivo Plastic Scintillation Detector OARtrac System for Prostate Cancer Treatments. *Phys. Med. Biol.*, **59**, 27-36.
- [59] C. W. van Eijk (2002). Inorganic Scintillators in Medical Imaging. *Phys. Med. Biol.*, **47**, 85-106.
- [60] S. F. Jackson, S. D. Monk, K. Lennox (2013). Testing of a Scintillator and Fiber Optic based Radiation Sensor. *Radiat. Meas.*, **59**, 50-58.
- [61] T. Teichmann, M. Sommer, J. Henniger (2013). Dose Rate Measurements with a Ruby-Based Fiber Optic Radioluminescent Probe. *Radiat. Meas.*, **56**, 347-350.
- [62] S. Damkjaer, C. Andersen, M. Aznar (2008). Improved Real-Time Dosimetry Using Radioluminescence Signal from  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:Cr}$ . *Radiat. Meas.*, **43**, 893-897.
- [63] Anders R. Beierholm, Claus E. Andersen, Lars R. Lindvold (2008). A Comparison of BCF-12 Organic Scintillators and  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{:Cr}$  Crystals for Real-Time Dosimetry. *Rad. Meas.*, **43**, 898-903.
- [64] P. Molina, M. Santiago, J. Marcassó, E. Caselli, M. Prokic, N. Khaidukov e C. Furetta (2011). Characterization of New Materials for Fiberoptic Dosimetry. *J. Phys. Conf. Ser.*, **313**.
- [65] L. Beaulieu, M. Goulet, L. Archambault, S. Beddar (2013). Current Status of Scintillation Dosimetry for Megavoltage Beams. *J. Phys. Conf. Ser.*, **444**.
- [66] A. S. Beddar, T. R. Mackie, F. H. Attix (1992). Water-Equivalent Plastic Scintillation Detectors for High-Energy Beam Dosimetry: Physical Characteristics and Theoretical Consideration. *Phys. Med. Biol.*, **37**, 1883-1913.

- [67] M. Bambynek, D. Fluhs, U. Quast, D. Wegener, C. G. Soares (2000). A High-Precision, High-Resolution and Fast Dosimetry System for Beta Sources Applied in Cardiovascular Brachytherapy. *Med. Phys.*, **27**, 662-667.
- [68] D. Fluhs, M. Heintz, F. Indenkampen, C. Wiecek (1996). Direct Reading Measurement of Absorbed Dose with Plastic Scintillators – The General Concept and Applications of Ophthalmic Plaque Dosimetry. *Med. Phys.*, **23**, 427-434.
- [69] A. M. Clift, R. A. Sutton, D. V. Webb (2000). Dealing with Cherenkov Radiation Generated in Organic Scintillator Dosimeters by Bremsstrahlung Beams. *Phys. Med. Biol.*, **38**, 945-958.
- [70] A. M. Frelin, J. M. Fontbonne, G. Ban, J. Colin, M. Labalme, A. Batalla, A. Isamber, A. Vela, T. Leroux (2005). Spectral Discrimination of Cerenkov Radiation in Scintillating Dosimeters. *Med. Phys.*, **32**, 3000-3006.
- [71] P. Naseri, N. Suchowerska, D. R. McKenzie (2010). Scintillation Dosimeter Arrays using Air Core Light Guides - Simulation and Experiment. *Phys. Med. Biol.*, **55**, 3401-3415.
- [72] I. Veronese, M. C. Cantone, M. Catalano, N. Chiodini, M. Fasoli, P. Mancosu, E. Mones, F. Moretti, M. Scorsetti e A. Vedda (2013). Study of the Radioluminescence Spectra of Doped Silica Optical Fiber Dosimeters for Stem Effect Removal. *J. Phys.*, **46**.
- [73] P. Claudio (2006). A New Silicon Photomultiplier Structure for Blue Light Detection. *Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res.*, **568** 224-232.
- [74] R. J. McIntyre (1961). Theory of Microplasma Instability in Silicon. *J. Appl. Phys.*, **32** (6), 983-995.
- [75] R. Haitz (1964). Model for The Electrical Behavior of a Microplasma. *J. Appl. Phys.*, **35** (5), 1370-1376.
- [76] F. Zappa, M. Ghioni, S. Cova, L. Varisco, B. Sennis, A. Morrison, A. Mathewson (1997). Integrated Array of Avalanche Photodiodes for Single-Photon Counting. *ESSDERC '97*.
- [77] S. Vasile, R. J. Wilson, S. Shera, D. Shamo, M. R. Squillante (1999). High gain avalanche photodiode arrays for DIRC applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **46** (4), 849-853.
- [78] P.P. Antich *et al.* (1997). *Nucl. Instr. Meth.*, **389**, 491.
- [79] V. Saveliev, V. Golovin (2000). *Nucl. Instr. Meth.*, **442**, 223.
- [80] D. Renker (2006). Geiger-Mode Avalanche Photodiodes, History, Properties and Problems. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.*, **567** (1), 48-56.
- [81] K. Yamamoto, K. Yamamura, K. Sato, T. Ota, H. Suzuki, S. Ohsuka. (2006). Development of a Multi-Pixel Photon Counter. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, 1094-1097.
- [82] S. Slawomir (2014). Physics and Operation of an MPPC. [http://www.hamamatsu.com/us/en/community/optical\\_sensors/tutorials/physics\\_of\\_mppc/index.html?utm\\_source=googleplus&utm\\_medium=social&utm\\_campaign=hc-social](http://www.hamamatsu.com/us/en/community/optical_sensors/tutorials/physics_of_mppc/index.html?utm_source=googleplus&utm_medium=social&utm_campaign=hc-social)
- [83] P. Eckert, Schultz-Coulon, W. Shen, A. E. Tadday (2010). Temperature and Bias Voltage Dependence of the MPPC Detectors. *IEEE Nucl. Sci. Symp. Conference Record*.
- [84] D. Renker E. Lorenz (2009). *Journal of Instrumentation*, **4**.
- [85] V. Puill C. Bazin, D. Breton, L. Burmistrov, V. Chaumat, N. Dinu, J. Maalmi, J. F. Vagnucci, A. Stocchi (2012). Single Photoelectron Timing Resolution of SiPM as a Function of the Bias Voltage, the Wavelength and the Temperature. *Nucl. Instr. Meth.*, **695** (A), 352-358.
- [86] A. Vacheret *et al* (2011). Characterization and Simulation of the Response of Multi-Pixel Photon Counters to Low Light Levels. *Nucl. Instr. Meth.*, **656** (A), 69-83.
- [87] R. Newman (1995). Visible Light from a Silicon P-N Junction. *Phys. Rev.*, **100** (2), 700-703.
- [88] A. L. Lacaita, F. Zappa, S. Bigliardi, M. Manfredi (1993). On the Bremsstrahlung Origin of Hot Carrier Induced Photons in Silicon Devices. *IEEE Trans. Nucl. Dev.*, **40** (3), 577-582.
- [89] D. L. Chichester, S. M. Watson, J. T. Johnson (2012) Comparison of BCF-10, BCF-12, and BCF-10 Scintillating Fibers for Use in a 1-Dimensional Linear Sensor. *INL-CON*, **12**.
- [90] Saint Gobain Crystals (2014). Scintillation Optical Fibers. [www.crystals.saintgobain.com](http://www.crystals.saintgobain.com)
- [91] Avago (2002). "Plastic Optical Fiber". <http://www.avagotech.com/>
- [92] Hamamatsu Photonics K.K (2009). New Type of Si Photon-Counting Device, Active Area: 1x1 mm. S10362-11 Series.
- [93] M. Jiménez, R. Palomera, I. Couvertier (2014). *Introduction to Embedded Systems Manuel Jiménez - Using Microcontrollers and the MSP430*. Springer, New York.
- [94] Arduino UNO. <https://www.arduino.cc/en/Main/ArduinoBoardUno>
- [95] L. Zhengwei, X. Yupeng, L. Congzhan, *et al.* (2012). A Gain Control and Stabilization Technique for Silicon Photomultipliers in Low-light-level Applications around Room Temperature. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.*, **695** (A), 222-225.
- [96] F. Licciulli, I. Indiveri, C. Marzocca (2013). A Novel Technique for the Stabilization of SiPM. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **60** (2).
- [97] P. S. Marrocchesi, M. G. Bagliesi, K. Batkov *et al.* (2009). Active Control of the Gain of a 3x3mm Silicon Photomultiplier. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.*, **602** (A), 391-395.
- [98] A. V. Stolin, S. Majewski, R. R. Raylman (2013). Novel Method of Temperature Stabilization for SiPM-Based Detectors. *Nucl. Science, IEEE Transactions*, **60** (5).
- [99] F. Licciulli, C. Marzocca (2015). An Active Compensation System for the Temperature Dependence SiPM Gain. *Nuclear Science, IEEE Transactions*, **62** (1).
- [100] Datasheet: Digitally Controlled, 0,5% Accurate, Safest APD Bias Supply (MAX1932).
- [101] Datasheet: Fast Current Mirror (DS3920).
- [102] Datasheet: High-Accuracy, 76V, High-Side, Current Monitor in SOT23 (MAX4007).



- [103] M. Pachchigar (2008), *Design Considerations for a Transimpedance Amplifier*. National Semiconductor.
- [104] S.D. Senturia (2001). *Microsystem Design*. Kluwer Academic Publishers, Boston.
- [105] Datasheet: Ultra-Small, Dual-Channel, 8-/10-/12-Bit Buffered Output DACs with Internal Reference and SPI Interface (MAX5700).
- [106] Datasheet: SC70, 5ns, Low-Power, Single Supply, Precision TTL Comparators (MAX9011).
- [107] Datasheet: Single 2-Input Positive-AND Gate (SN74AUC1G08).
- [108] Datasheet: 256-Tap Dual Channel Digital Potentiometer with SPI Interface and Non-Volatile Memory (TPL-0202-10).
- [109] O. Ziemann (2008). *POF Handbook Optical Short Range Transmission Systems*, 2<sup>nd</sup> Ed. SpringerLink.
- [110] N. Serra, G. Giacomini, M. Melchiorri, A. Piazza, C. Piemonte, A. Tarolli, N. Zorzi (2010). TCAD Simulation of Avalanche Breakdown Voltage in GM-APDs. *Nucl. Sci. Symp. Conf. Record, IEEE*.